

Untersuchung der Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p')$
bei $E_p = 11$ MeV mit Hilfe
polarisierter Protonen und $p_1\gamma$ -Winkelkorrelationen

von
Siegfried Schneider
aus
Bamberg

Untersuchung der Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p')$
bei $E_p = 11$ MeV mit Hilfe
polarisierter Protonen und $p_1\gamma$ - Winkelkorrelationen

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Siegfried Schneider
aus
Bamberg

Als Dissertation genehmigt von den
Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:

23. November 1977

Vorsitzender der Promotionskommission:	Professor Dr. E. Schweizer
Erstberichterstatter:	Professor Dr. A. Hofmann
Zweitberichterstatter:	Professor Dr. E. Finckh

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
I. Einleitung	3
II. Experiment	6
A. Experimenteller Aufbau und Ablauf der Messungen	6
1. Strahlführung und Streukammer	6
2. Detektoren	11
3. Elektronik und Datenaufnahme	14
4. Kontrolle des Experimentes	17
B. Auswertung der Rohdaten - Bestimmung der Meßgrößen	21
1. Differentieller Wirkungsquerschnitt	21
2. Analysierstärke	23
3. Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt	25
4. Korrelationsasymmetrie	30
5. Winkelkorrelationsfunktion und Spinflipwahrscheinlichkeit	30
III. Theorie	34
A. Die Methode der gekoppelten Kanäle	34
1. Das Verfahren	34
2. Die gekoppelten Kanäle für den Fall der O^+-2^+ -Kopplung	38
B. Theoretische Grundlagen zu Teilchen- γ -Winkelkorrelationen	46
1. Verwendung von unpolarisierten Projektilen	48
2. Verwendung von polarisierten Projektilen	52
IV. Ergebnisse und Diskussion	61
A. Coupled Channels-Analysen in O^+2^+ -Kopplung	62
1. Bestimmung der Modellparameter durch Anpassung an die differentiellen Wirkungsquerschnitte	62
2. Diskussion der Analysierstärken	64
3. Diskussion der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Protonen	65

4. Diskussion der Parameter der Winkelkorrelationsfunktion	67
5. Diskussion der Korrelationsasymmetrie	72
6. Diskussion der Spinflipwahrscheinlichkeit	74
B. Einfluß des Spin-Bahn-Potentials	79
1. Modifizierung der Modellparameter durch zusätzliche Anpassung an die Analysierstärken	79
2. Verschiedene Ansätze zum Spin-Bahn-Potential	82
3. Quadrupoldeformation des Spin-Bahn-Potentials	83
C. Coupled-Channels- Analysen in höherer Kopplung	89
1. Coupled-Channels- Analysen in $O^{+2}2^{+2-}$ bzw. $O^{+2}4^{+4-}$ -Kopplung	89
2. Mischung von 1-Phononen und 2-Phononen-Zuständen	95
D. Einfluß des Reaktionsmodells und des Prolat-Oblat-Effekts bei großer Quadrupoldeformation	98
E. Ausblick	104
Anhang A. Festimmung der maximalen Polarisierung am Korrelationsstrahlrohr	106
Anhang B. Systematische Untersuchungen im Rahmen der Coupled-Channels- Rechnungen	109
Anhang C. Modellparameter der Coupled-Channels-Analysen	136
Anhang D. Meßergebnisse	137
Literaturverzeichnis	141

Zusammenfassung

An Erlanger Tandembeschleuniger wurden bei einer Finschußenergie von 11 MeV die differentiellen Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für die elastische und inelastische Streuung von Protonen an ^{114}Cd gemessen. Außerdem wurden die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zur $(p_1\gamma)$ -Winkelkorrelation für polarisierte und unpolarisierte Protonen bestimmt.

Die Aufnahme der Daten erfolgte mit einer Mehrdetektoranordnung, bestehend aus 11 Siliziumoberflächensperrschichtdetektoren zum Nachweis der gestreuten Protonen und 2 Ge(Li)-Detektoren zum Nachweis der γ -Quanten. Bei den $(p\gamma)$ -Korrelationsmessungen waren die Teilchendetektoren über fast-slow Kreise in Koinzidenz zu den γ -Detektoren geschaltet.

Der "polarisierte" doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt wurde für 6 verschiedene Stellungen des γ -Detektors in der Reaktionsebene gemessen, ebenso wie der "unpolarisierte" doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt, der noch zusätzlich für die Stellung direkt über der Reaktionsebene (in Spinflipgeometrie) bestimmt wurde. Aus den polarisierten differentiellen bzw. doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten wurden die experimentellen Analysierstärken bzw. die Korrelationsasymmetrien extrahiert; die unpolarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte ergaben zusammen mit den inelastischen differentiellen Wirkungsquerschnitten die experimentellen Winkelkorrelationsfunktionen.

Die Analyse der Daten erfolgte mit der Methode der gekoppelten Kanäle unter Verwendung des Modells des harmonischen Vibrators und des starren symmetrischen Rotators. Die Rechnungen zum Rotationsmodell wurden sowohl für oblate als auch für prolate Kerndeformation durchgeführt. Die auftretenden Unterschiede in den Coupled Channels-Rechnungen können im

Rahmen einer einfachen Kopplung anschaulich erklärt werden. Die Analyse der Wirkungsquerschnitts- und Korrelationsdaten führte zu folgenden Resultaten:

- i) Die differentiellen Wirkungsquerschnitte lassen sich gut durch die verwendeten Reaktionsmodelle beschreiben.
- ii) Die Korrelationsgrößen, insbesondere die Korrelationsasymmetrie und die Spinflipwahrscheinlichkeit, erweisen sich als empfindlich auf die untersuchten Reaktionsmodelle und auf die Deformation des Kerns.
- iii) Das Rotationsmodell zu oblater Deformation ist nicht in der Lage, den Kern ^{114}Cd zu beschreiben. Das Rotationsmodell zu prolater Deformation kann wegen unzureichender Kenntnis des Spin-Bahn-Potentials nicht endgültig ausgeschlossen werden. Die beste Beschreibung aller Daten liefert das Vibrationsmodell.
- iv) Zur Beschreibung der Daten genügt im wesentlichen eine 0^+2^+ -Kopplung; höhere Kopplungsterme spielen bei ^{114}Cd eine geringe Rolle. Bei der Analyse der Spinflipwahrscheinlichkeit in $0^+2^+2^+$ -Kopplung erweist sich die Mischung von 1- und 2-Phononenzuständen als wichtig.
- v) Es ist nicht notwendig, den Spin-Bahn-Anteil des optischen Potentials stärker zu deformieren als den Zentralanteil.
- vi) Compoundanteile spielen bei der untersuchten Reaktion eine untergeordnete Rolle.

I. Einleitung

Die Beschreibung einer Kernreaktion $A(a,b)B$ erfolgt in den gängigen direkten Reaktionsmodellen mit Hilfe von Übergangsamplituden zwischen dem Eingangskanal $(a + A)$ und dem Ausgangskanal $(b + B)$, die nach Spin und Spinprojektion der beteiligten Reaktionspartner klassifiziert sind. Zum Test des Reaktionsmechanismus wird üblicherweise der differentielle Wirkungsquerschnitt analysiert, der sich aus der Summe der Betragsquadrate dieser Übergangsamplituden $X_{m_a^M A m_b^M B}$ ergibt.

In vielen Fällen ist jedoch die Kenntnis des differentiellen Wirkungsquerschnitts allein nicht ausreichend, um eindeutige Aussagen über den Ablauf einer Kernreaktion zu treffen. Man sucht daher nach zusätzlichen unabhängigen Meßgrößen, die andere Kombinationen von Übergangsamplituden enthalten. Im allgemeinen treten in solchen "komplizierteren" Meßgrößen auch Interferenzterme von Übergangsamplituden zu den verschiedenen magnetischen Unterzuständen auf. Es besteht die Hoffnung, daß mit solchen Meßgrößen wegen der Einbeziehung der Phasen der Übergangsamplituden ein sensitiverer Test des Reaktionsmechanismus möglich ist als mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt.

Die Analysierstärke, die aus dem polarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt⁺⁾ extrahiert wird, ist eine solche zusätzliche unabhängige Größe. Da hier die Polarisation der Projektile eingeht, treten in dieser Meßgröße Interferenzterme $X_{m_a^M A m_b^M B}$ $X_{m_a'^M A m_b^M B}^*$ bzgl. des Index m_a auf. In der Tat konnten aus Untersuchungen der Analysierstärke genauere Information über den Reaktionsmechanismus gewonnen werden. So wurden z.B. die Bestimmung des transferierten Gesamtdrehimpulses j erleichtert¹⁾ und die im Reaktionsablauf anwesenden direkten und Compound-Anteile besser getrennt^{2,3)}.

+) Wirkungsquerschnitte für die Streuung polarisierter Teilchen werden im folgenden kurz "polarisierte Wirkungsquerschnitte" genannt.

In neuerer Zeit erwies sich die Analyse von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen als recht erfolgreiche Methode beim Test des Reaktionsmechanismus⁴⁻⁶⁾. Bei dieser Methode wird der γ -Zerfall des durch die Teilchenreaktion $A(a,b)B$ angeregten Zustands in Koinzidenz zum emittierten Teilchen b gemessen; dadurch wird eine Polarisation des Restkerns beobachtet. Neben Aussagen über den γ -Zerfall^{7,8)} lassen sich mit den Korrelationsdaten bei Messung in Abhängigkeit vom Teilchenstreuwinkel detailliertere Aussagen über den Ablauf der Kernreaktion machen, da in die Korrelationsfunktion gemischte Terme von Übergangsamplituden der magnetischen Unterzustände M_B eingehen: So konnten bei der Streuung niederenergetischer α -Teilchen Compound- und direkte Anteile getrennt werden⁹⁾. Außerdem zeigten $(\alpha \gamma)$ -Winkelkorrelationen bei hoher Einschußenergie eine starke Abhängigkeit vom Vorzeichen der Quadrupoldeformation¹⁰⁾.

Interessant erscheint nun im Rahmen einer Analyse einerseits die Gegenüberstellung andererseits die Kombination von polarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und unpolarisierter Winkelkorrelationsfunktion, um zu sehen, ob die verschiedenen Modelle und deren Parameter unterschiedlich in die polarisierten und unpolarisierten Meßgrößen eingehen. Die Kombination von polarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und unpolarisierter Winkelkorrelationsfunktion wird erreicht durch die Messung von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen mit polarisierten Projektilen. Da dabei Interferenzterme bzgl. m_a und M_B eingehen, sollte diese Meßgröße einen noch tieferen Einblick in den Mechanismus der Kernreaktion liefern als etwa der polarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt oder die unpolarisierte Winkelkorrelationsfunktion.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Winkelkorrelationsfunktion für polarisierte und unpolarisierte Protonen an ¹¹⁴Cd zu messen und zu analysieren.

Der Kern ^{114}Cd wurde gewählt, da er sich für die Untersuchung einer Reihe interessanter Probleme eignet:

Es gibt unterschiedliche Aussagen über die Gültigkeit eines Kernmodells bei ^{114}Cd . Die Lage und Spinfolge der niedrigliegenden Energieniveaus begünstigt die Annahme eines Vibrationskerns; die Mehrzahl der in der Literatur beschriebenen Analysen¹¹⁻¹³⁾ an ^{114}Cd wurden im Rahmen des Modells des harmonischen Vibrators durchgeführt. Im Rahmen dieser Analysen konnten jedoch verschiedene Eigenschaften von ^{114}Cd , wie die energetische Aufspaltung der 2-Phononenzustände, die Verletzung von Auswahlregeln für den γ -Zerfall des 2-Phononentriplets oder das große experimentelle Quadrupolmoment des ersten 2^+ -Zustands, nicht befriedigend erklärt werden. Gerade das große experimentelle Quadrupolmoment führte auch zur Annahme, ^{114}Cd sei ein permanent deformierter Kern und ließe sich zu Rotationen anregen¹⁴⁾.

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Analysen sollen zeigen, ob eine eindeutige Aussage über die Gültigkeit eines der angesprochenen Reaktionsmodelle möglich ist. Dabei interessiert neben der Gegenüberstellung von Vibrations- und Rotationsmodell auch der Einfluß des Vorzeichens der Quadrupoldeformation.

Mit der Annahme einer 1-Phononen-2-Phononen-Mischung konnte das experimentelle Quadrupolmoment des ersten 2^+ -Zustand auch im Rahmen des Vibrationsmodells erklärt werden¹⁵⁾. Es stellt sich nun die Frage, ob sich diese Annahme auch für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Analysen aufrecht erhalten läßt.

Bei der gewählten Einschußenergie von 11 MeV sind für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p')$ geringe Compoundanteile zu erwarten, so daß die Analysen ausschließlich im Rahmen direkter Reaktionsmodelle durchgeführt werden können.

II. Experiment

A. Experimenteller Aufbau und Ablauf der Messungen

1. Strahlführung und Streukammer

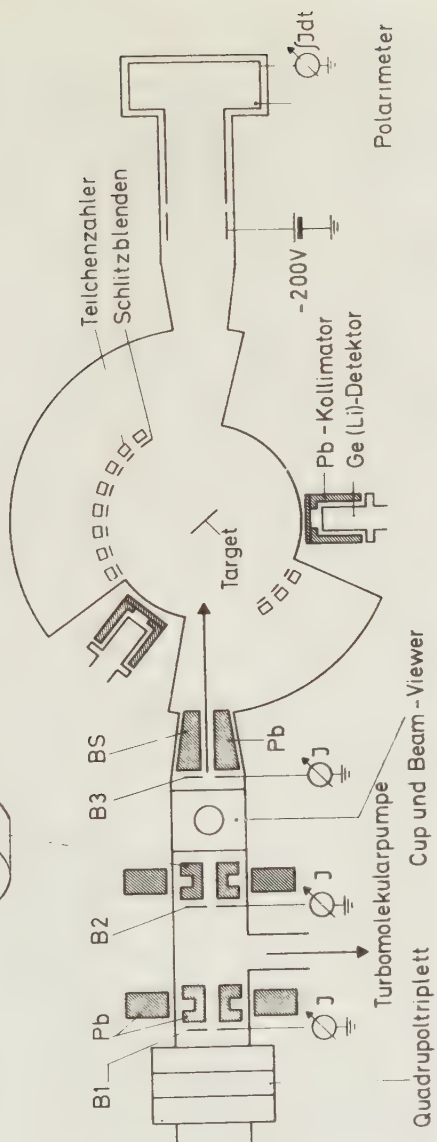
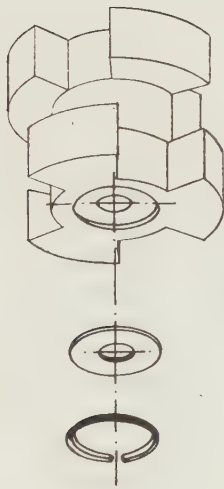
Die Messungen wurden am Erlanger FN-Tandembeschleuniger durchgeführt. Der Aufbau des Experiments ist aus Fig.1 ersichtlich.

Der vom Beschleuniger gelieferte Protonenstrahl hatte nach Durchlaufen eines Analysiermagneten und eines Drehmagneten eine Energie von 11 MeV. Mit Strahlführungselementen wurde der Teilchenstrahl durch die Blenden B1 und B2 auf den Ort des Targets fokussiert und nach Passieren des Targets in einem Faraday-Cup von 2 m Länge gestoppt. Die auftreffende Gesamtladung wurde mit Hilfe eines Stromintegrators bestimmt. Ein elektrostatischer Repeller am Eingang des Cups unterdrückte die Emission von Sekundärelektronen.

Um optimale Bedingungen für die Teilchen- γ -Winkelkorrelationsmessungen zu schaffen, wurde das bereits bestehende Strahlrohr¹⁶⁾ umgebaut und erweitert:

Bessere Abbildungseigenschaften wurden erreicht durch Verkürzen des Strahlrohrs und durch die Montage eines Quadrupol-Triplets. Außerdem wurde eine zweite Turbomolekularpumpe installiert; beide Pumpen lieferten dann ein Vakuum von einigen 10^{-6} Torr, das durch Betreiben einer "Kühlfalle" ziemlich öldampffrei gehalten werden konnte. Diese Tatsache war für die durchgeführten Messungen wichtig, da sich Verunreinigungen auf dem Target wegen des geringen Abstands der Energieniveaus störend auf die Auswertungen und Analysen ausgewirkt hätten.

Die Untergrundstrahlung wurde durch Anbringen von Bleiabschirmungen reduziert. In Fig.1 ist der Teil der Abschirmung vergrößert gezeigt, der sich innerhalb des Strahlrohrs befand. Der Bleizylinder wurde mit zueinander versetzten Aussparungen versehen, um den Pumpquerschnitt ausreichend groß zu halten. Auf der dem Strahl zugewandten Seite der Abschirmung befand sich eine Tantalblende ($\phi = 10$ mm), um ein Schmelzen des Bleizylinders zu verhindern.



Figur 1: Aufbau des Experimentes bei den Teilchen- γ -Korrelationsmessungen.

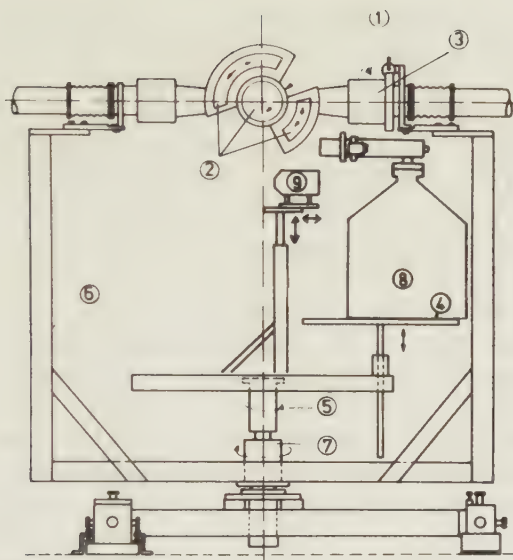
Mit einer Anordnung, die es erlaubte, abwechselnd einen Faraday-Cup und einen "Beam-Viewer" in den Strahl zu fahren, konnten die Intensität, die Lage und die Gestalt des Protonenstrahls kontrolliert werden.

Am Eingang der Streukammer befand sich ein Blendensystem PS, das in einem Bleikonus eingebettet war. Mit dieser Anordnung konnte Blendestreuerung weitgehend unterdrückt werden. Die erste Blende B3 dieses Systems war isoliert angebracht, so daß der hier auftreffende Teilchenstrom gemessen werden konnte. Durch Minimalisierung dieses Stroms wurde eine optimale Fokussierung des Teilchenstrahls auf den Ort des Targets erreicht.

Fig.2 zeigt die Streukammer, die speziell für Messungen von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen entwickelt wurde¹⁷⁾. Die Konstruktion der Kammer gestattet es, unter Vakuum mit beiden Detektorarten (Teilchendetektor und γ -Detektor) unabhängig voneinander nahezu den vollen Raumwinkelbereich zu überstreichen.

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden folgende Dreieigenschaften der Streukammer ausgenutzt:

- 1) Neben der Variation der Winkel von Teilchen- und γ -Detektor wurde die Streukammer senkrecht zur Strahlachse um 180° gedreht, um mit den Detektoren den gewünschten Raumwinkelbereich überdecken zu können.
- 2) Bei den Messungen mit polarisierten Teilchen wurde ein Spinflip auf zwei Arten erreicht: zusätzlich zum Umpolen der polarisationserzeugenden Magnetfelder in der Ionenguelle (soq. proper flip¹⁸⁾) wurde die Streukammer um 180° um die Strahlachse gedreht (soq. non proper flip); dabei konnte die Lage der Streukammer auf $\pm 1^\circ$ genau eingestellt werden.
- 3) Bei Messungen der Spinflip-Wahrscheinlichkeit werden die vom Target ausgesandten γ -Quanten senkrecht zur Reaktionsebene nachgewiesen. Dies wurde in bisher bekannten Messungen (siehe z.B. Ref.¹⁹⁾) dadurch erreicht, daß der γ -Detektor über bzw. unter der



Figur 2: Streukammer (schematisch)

- 1 Streukammer mit asymmetrischen Sektoren für die γ -Detektoren
- 2 Unter Vakuum drehbare Platten für die Halterung der Teilchen-Detektoren
- 3 Vakuumdrehdurchführung, die eine Drehung der Streukammer unter Vakuum um beliebige Winkel gestattet
- 4 Tisch für Ce(Li)-Detektor
- 5 Drehzylinder zum Drehen des Ce(Li)-Detektors um die Mitte der Streukammer
- 6 Gestell zur Halterung der Kammer
- 7 Drehzylinder zum Drehen der Streukammer um die Achse senkrecht zur Strahlachse
- 8 Ce(Li)-Detektor
- 9 Bleikollimator für Ce(Li)-Detektor

Streukammer angebracht wurde. Das kann bei Verwendung von Ge(Li)-Detektoren wegen der Montage auf Kryostat-Gefäßen zu Schwierigkeiten führen. Bei den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen wurde die Spinflip-Wahrscheinlichkeit auf folgende Weise bestimmt: Der Ge(Li)-Detektor wurde unter 90° zur Strahlachse postiert, während die Streukammer mit den Teilchen-Detektoren aus der Ausgangsstellung (parallel zur Erdoberfläche) um 90° um die Strahlachse gedreht wurde (siehe Fig. 2).

Am Boden der Streukammer war ein Targetrevolver angebracht, in dem 6 verschiedene Targets Platz fanden, die unter Vakuum in den Strahl gefahren werden konnten.

Um die Polarisierung des Teilchenstrahls während der Messung überwachen zu können, wurde der Aufbau eines Polarimeters vorgesehen. Zu diesem Zweck wurde ein Rohr ($\phi = 20$ mm) an den Faraday-Cup angeflanscht. Zwei Schlitzblenden, die in dieses Rohr eingebaut waren, blendeten einen Teil des auf den gesamten Cup auftreffenden Teilchenstroms aus und führten ihn in die Mitte des Polarimeters, wo sich das ^{12}C -Target zum Nachweis der Strahlpolarisation befand. Das Polarimeter war isoliert aufgebaut, so daß der ausgeblendete Teil des Teilchenstroms bei einer Absolutmessung mitberücksichtigt werden konnte.

Die gesamte Apparatur wurde zu Beginn der Messungen optisch justiert. Eine exakte Justierung ist bei Experimenten mit polarisierten Teilchen von besonderer Wichtigkeit, da eine ungenaue Winkellage der Detektoren v.a. die Asymmetrie unkontrollierbar verfälschen würde. Zur Justierung konnte ein Fadenkreuz an die Stelle des Targets gebracht werden.

Bei den Messungen wurden selbsttragende ^{114}Cd -Targetfolien (Reinheit $> 98,8\%$) mit zwei verschiedenen Dicken verwendet. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts und der Analysierstärke wurde ein relativ dünnes Target

verwendet, da wegen des geringen Niveauabstandes in ^{114}Cd Targetverunreinigungen (wie Sauerstoff und Kohlenstoff) vor allem unter Vorwärtswinkeln Schwierigkeiten bei der Auswertung der Messungen machen würden. Dieses dünne Target wurde im Hause hergestellt. Die Dicke wurde durch Putherfordstreuung von 2 MeV-Protonen bestimmt. Sie betrug bei senkrechtem Strahleinfall

$$2,93 \cdot 10^{18} \text{ Kerne } ^{114}\text{Cd}/\text{cm}^2$$

Das entspricht einem Energieverlust von 150 keV für 5,5 MeV α -Teilchen. Durch die gewählte Targetdicke war eine hinreichende Energiemittelung gewährleistet. (Die mittlere Kohärenzbreite liegt bei ^{114}Cd bei ca. 0,1 keV²⁰).

Bei den Korrelationsmessungen treten die oben genannten Schwierigkeiten wegen der Koinzidenzbedingung nicht auf. Deshalb wurde bei den Korrelationsmessungen ein ^{114}Cd -Target (AERE Harwell) mit einer Flächenbelegung von 2 mg/cm² eingesetzt; das sind

$$1,06 \cdot 10^{19} \text{ Kerne } ^{114}\text{Cd}/\text{cm}^2.$$

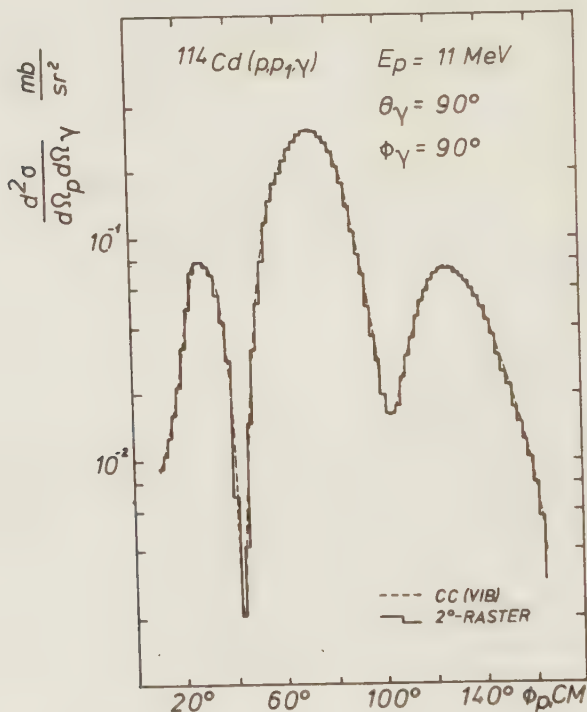
Bei den Messungen standen die Targets unter 50° bzw. 45° zum Strahl.

2. Detektoren

Teilchendetektoren

Die Teilchendetektoren waren in den Sektoren (2 in Fig.2) der Streukammer untergebracht. Es wurden Oberflächensperrschichtdetektoren aus n-leitendem Silizium mit spezifischem Widerstand 30 k Ωcm verwendet. Bei einer Betriebsspannung von 200 V wurde eine Sperrschichttiefe von ca. 1000 μm erreicht, was zum Stoppen der gestreuten Protonen mit der Energie 11 MeV ausreichte. Die Energieauflösung der Detektoren betrug 20-25 keV für 5 MeV α -Teilchen.

Teilchen- γ -Winkelkorrelationsmessungen erfordern wegen der Kleinheit der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte große Raumwinkel der Detektoren. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt jedoch eine starke Abhängigkeit vom Teilchenwinkel, was andererseits eine gute Winkelauflösung der Teilchendetektoren verlangte. Diesen Anforderungen wurde durch die Verwendung von schlitzförmigen Blenden (4 mm x 10 mm) Rechnung getragen. Fig.3 zeigt, daß der gewählte Öffnungswinkel von $\Delta\phi = \pm 1^\circ$ ausreicht, um die Strukturen des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts zu erfassen. Der Raumwinkel betrug je nach Abstand der Detektoren vom Target $3,3 - 4,6 \cdot 10^{-3}$ sr.



Figur 3: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)^{114}\text{Cd}$ bei 11 MeV, CC-Vibrationsrechnung mit 2°-Raster.

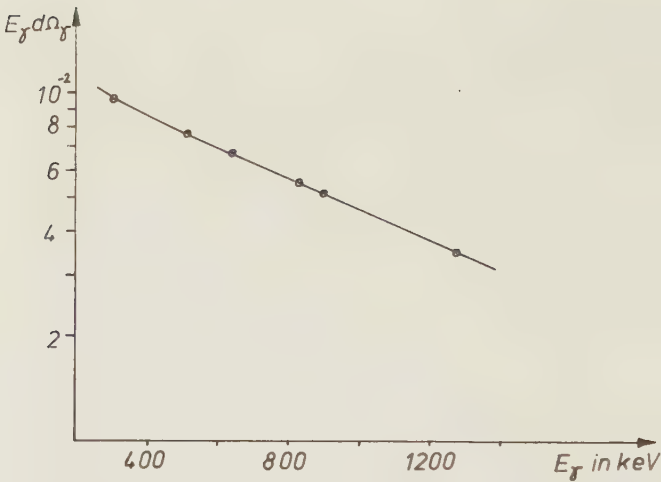
γ - Detektoren

Zum Nachweis der γ -Quanten wurden zwei Ge(Li)-Detektoren verwendet. Ge(Li)-Detektoren sind bei den durchgeführten Messungen wegen der besseren Energieauflösung und Verstärkungsstabilität NaJ-Detektoren überlegen²¹⁾. Beide Punkte sind von äußerster Wichtigkeit wegen der Nachbarschaft der 511 keV- γ -Linie zu der interessierenden γ -Linie aus dem Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$ in ^{114}Cd mit 558 keV und wegen der langen Meßzeiten, bedingt durch die geforderte Koinzidenz von Proton und γ -Quant. Um die Meßzeiten zu verkürzen, wurden bei den Korrelationsmessungen zwei Ge(Li)-Detektoren gleichzeitig eingesetzt. Die bei den Messungen verwendeten coaxialen Ge(Li)-Detektoren (Firma Ortec und Elscint) waren auf den Kryostaten abgewinkelt angebracht (siehe Fig.2). Das aktive Volumen betrug ca. 45 cm^3 bzw. 60 cm^3 , die Energieauflösung ca. 3 keV für die 1,33 MeV-Linie aus ^{60}Co . Am Strahl wurde die Energieauflösung wegen der hohen Zählratenbelastung und der umfangreichen Nachfolgeelektronik etwas schlechter.

Um die Untergrundstrahlung zu reduzieren, befanden sich die Ge(Li)-Detektoren in Bleikollimatoren, die gleichzeitig den Raumwinkel für die nachgewiesene γ -Strahlung definierten. Der ausgesparte Winkelbereich wurde außerdem mit einem 2 mm starken Bleiabsorber versehen um den Anteil der niederenergetischen γ -Strahlung gering zu halten.

Die Photonachweiswahrscheinlichkeit wurde im Anschluß an die Messungen bei unveränderter Meßanordnung bestimmt, indem an die Stelle des Targets Eichpräparate bekannter Quellstärken gebracht wurden. Auf diese Weise wurde auch die Absorption der γ -Strahlung in der Bleiabschirmung vor dem Detektor und der Streukammer berücksichtigt.

Wegen der größeren Genauigkeit wurden ϵ_{ph} (Photonachweiswahrscheinlichkeit) und $d\Omega_{\gamma}$ (Raumwinkel des γ -Detektors) nicht getrennt, sondern als Produkt $\epsilon_{\text{ph}} d\Omega_{\gamma}$ bestimmt. Fig.4 zeigt $\epsilon_{\text{ph}} d\Omega_{\gamma}$ für den Energiebereich 300 keV - 1,5 MeV für einen der beiden Ge(Li)-Detektoren (Ortec).

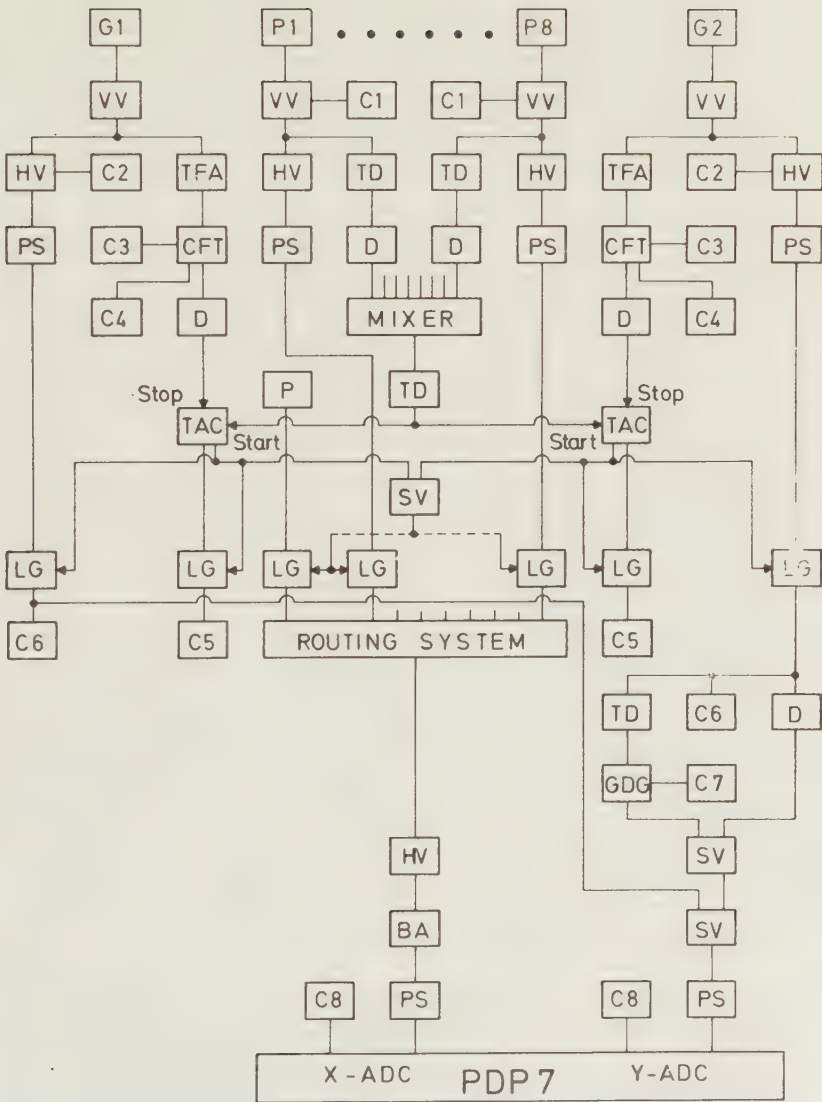


Figur 4: Experimentelle absolute Photonachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\text{ph}} \cdot d\Omega_\gamma$ eines Ge(Li)-Detektors.

3. Elektronik und Datenaufnahme bei den Koinzidenzmessungen

Der Aufbau der Elektronik ist aus dem Blockschaltbild (Fig. 5) ersichtlich.

Die beiden Ge(Li)-Detektoren wurden jeweils in Koinzidenz zu den 8 bzw. 11 Teilchendetektoren betrieben. Die Impulssignale wurden bei allen Detektoren mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern abgenommen und an deren Ausgängen in je einen Energie- und einen Zeitweig aufgespalten. Die Zeitsignale der Teilchendetektoren wurden mit der "Leading-edge"-Methode (TD) gewonnen²²⁾ und konnten mit Kabel-Verzögerungen (D) genau aufeinander abgeglichen werden. Die durch eine Mischstufe zusammengeführten Zeitsignale wurden nach Durchlaufen eines Schwellendiskriminators (TD) auf die Starteingänge zweier Zeit-Amplituden-Konverter (TAC) gegeben. Auf die Stop-Eingänge wurden die verzögerten (D) Zeitimpulse der γ -Detektoren gegeben, die



Figur 5: Blockschaltbild der verwendeten Meßelektronik

nach Verstärkung und Formung durch einen schnellen Filterverstärker (TFA) mit dem "constant-fraction"-Verfahren²²⁾ gewonnen wurden. Diese Methode ist wegen der relativ großen Anstiegszeit in Ge(Li)-Detektoren allen anderen Zeitbestimmungsmethoden überlegen, wie in früheren Arbeiten gezeigt wurde^{22,23)}. Da koinzidente Ereignisse immer die gleiche Zeitdifferenz haben, erscheinen diese als Linie im TAC-Spektrum. Mit einem Einkanaldiskriminator (der im TAC eingebaut war) konnte nun ein Zeitfenster gesetzt werden, in dem alle "echt" koinzidenten Ereignisse liegen. Figur 6 zeigt während der Messung entstandene TAC-Spektren. Die mit Hilfe des Zeitfenster ausgeblendeten Impulse steuerten lineare Torstufen (LC) auf, auf deren Analogeingänge jeweils die durch Hauptverstärker (HV) und Puls-Stretcher (PS) geformten und verzögerten Energiesignale der Teilchen- und γ -Detektoren gegeben wurden. Die Energiesignale der Teilchendetektoren, die die Koinzidenzbedingung erfüllten, wurden auf ein Routingsystem²⁴⁾ gegeben. Mit einem Fensterverstärker (FA) wurde der interessierende Energiebereich der Teilchenspektren verstärkt und auf den X-ADC einer PDP 7-Rechenanlage gegeben. Die Energieimpulse der γ -Detektoren rußten aus programmtechnischen Gründen vor der Weiterverarbeitung durch die Rechenanlage noch zusammengeführt werden. Dies geschah auf folgende Weise: Die Ausgangsimpulse der Torstufe des ersten γ -Detektors (G1) (maximale Impulshöhe 10 V) wurden auf die Hälfte abgeschwächt und auf den einen Eingang eines Summenverstärkers gegeben. Die Impulse des zweiten γ -Detektors wurden nach Abschwächung mit Hilfe eines Gate & Delay Generators (GDC) um 5 V erhöht und auf den zweiten Eingang des Summenverstärkers geschickt. Die so addierten Energieimpulse wurden im Y-ADC der Rechenanlage verarbeitet.

Die Datenaufnahme erfolgte on-line mit Hilfe des Programms Combi-Dual²⁵⁾. Jedem koinzidenten Ereignis wird dabei - entsprechend seiner Teilchen- und γ -Energie - ein Platz in einer Matrix zugeordnet. Die Matrixelemente werden dann als Tupel mit ihrer x- und y-Koordinate auf Magnetband geschrieben.

4. Kontrolle des Experimentes

Bei langen Meßzeiten - im vorliegenden Fall dauerte ein Meßlauf ca. 24 Stunden - muß damit gerechnet werden, daß die Nachweiselektronik und die Lage des Protonenstrahls nicht stabil bleiben. Um auftretende Instabilitäten sofort feststellen zu können, wurden mehrere Kontrollpunkte (C1-C9) eingerichtet:

γ -Detektoren und γ -Spektren

Die Stromstärken des Teilchenstrahls und die Raumwinkel der Detektoren wurden so gewählt, daß die anstehenden Zählraten von den Detektoren und Vorverstärkern bei optimaler Fokussierung gut verarbeitet werden konnten. Da bei einer schlechten Fokussierung die Untergrundstrahlung (vor allem die γ -Strahlung) und damit die Zählratenbelastung stark anstieg, war ein einwandfreies Arbeiten der Detektoren (insbesondere der Ce(Li)-Detektoren) und deren Vorverstärker dann nicht mehr gewährleistet. Deshalb wurde der auf die isolierten Plenden P1, P2 und P3 auftreffende Teilchenstrahl laufend beobachtet. Überstieg einer dieser Ströme vorgegebene Grenzwerte, so wurde die Messung unterbrochen und der Strahl neu fokussiert. Der auf den Faradaycup auftreffende Protonenstrom betrug bei den Messungen mit polarisiertem p-Strahl 10 - 20 nA, mit unpolarisiertem p-Strahl 30 - 40 nA. Der Plendenstrom P2 schwankte je nach Fokussierung zwischen 30 pA und 50 pA (bei ca. 20 nA Targetstrom).

Als weiterer sehr empfindlicher Test für die Strahlqualität erwies sich die Totalzählrate des Ce(Li)-Detektors, die an den CFT's abgenommen und auf ein Patometer (C3) gegeben wurde. Die Präzision der Zeitabnahme des constant-fraction-triggers wurde durch einen Oszillographen (C4) mit Hilfe des CFT-"Inspekt"-Ausgangs kontrolliert. Die Verstärkungsfaktoren der Energiesignale wurden an mehreren Stellen überprüft. So wurden das freie (C2) und das koinzidente (C6) γ -Spektrum von beiden Ce(Li)-Detektoren ebenso wie das 5 V-Signal des Gate and Delay Generators (C7) mit Hilfe von Vielkanalanalysatoren ständig kontrolliert. Die addierten γ -

Spektren konnten während der Messung am Bildschirm der Rechenanlage (C8) beobachtet werden, der je nach Wunsch die Datenmatrix oder die Gesamtprojektionen der Datenmatrix auf die X- und die Y-Achse zeigte.

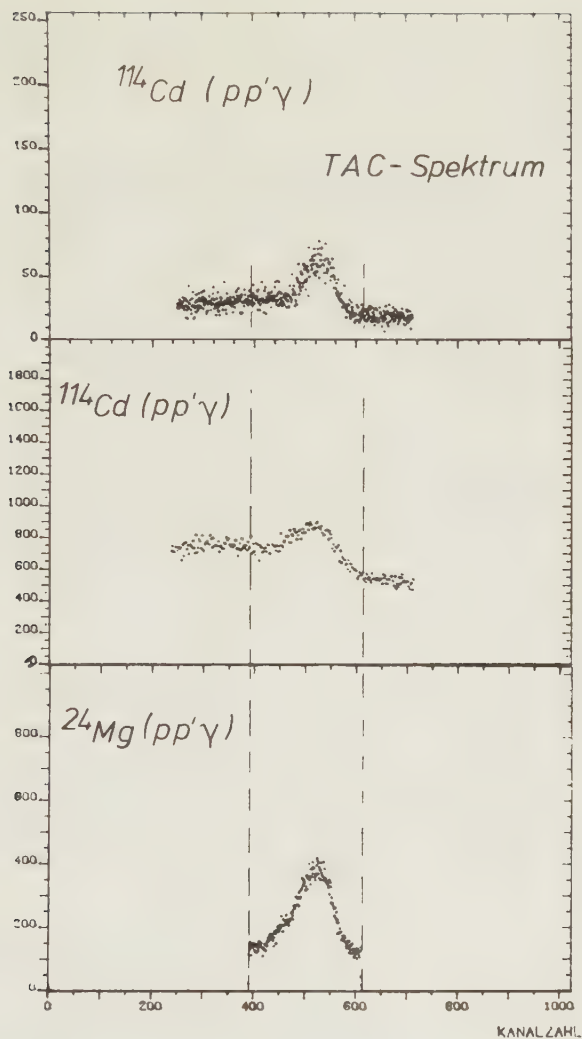
Teilchendetektoren und Teilchenspektren

Um sicher zu gehen, daß die Teilchendetektoren und ihre Vorverstärker richtig arbeiteten, wurden Pausen und Strom der Detektoren registriert (C1). Das Routingsystem und der Fensterverstärker (BA) wurden mit den Impulsen eines Pulsgenerators (P) kontrolliert (C8). Die Verstärkungen in den einzelnen Teilchenspektren konnten am Bildschirm der Rechenanlage überprüft werden (Y-Projektion der Datenmatrix). Außerdem wurde zwischen den einzelnen Meßläufen der differentielle Wirkungsquerschnitt aufgenommen, indem die Koinzidenzbedingung ausgeschaltet wurde. Mit Hilfe dieser Kontrollen konnten der Ausfall eines Detektors oder Verstärkungsschwankungen relativ schnell ermittelt werden. Dies kam bei den durchgeführten Messungen jedoch sehr selten vor.

Zeitspektren

Die Stabilität des Zeitfensters wurde dauernd kontrolliert, indem das ausgeblendete Fenster auf einem Vielkanalanalysator (C5) sichtbar gemacht wurde. Wegen der Stärke der elastischen Streuung bei der Reaktion $^{114}\text{Cd}(np')$ bei $E_p = 11 \text{ MeV}$ sitzt die Linie der echten Koinzidenzen auf einem relativ hohen Untergrund, verursacht durch zufällige Koinzidenzen (siehe Fig. 6 oben).

Das Verhältnis echt/zufällig koinzidenter Ereignisse wurde im Lauf der Messung auf Grund von Aktivierungen im Targetkern schlechter (s. Figur 6 Mitte), so daß eine Kontrolle des TAC-Spektrums zunächst schwierig erschien. Dieses Problem wurde mit Hilfe einer Fickreaktion gelöst, da die Lage des TAC-Fensters bei gleicher Targetdicke relativ unabhängig vom gewählten Target ist. Die Lage des Zeitfensters wurde zwischen den einzelnen Meßläufen mit Hilfe eines ^{24}Mg -Targets

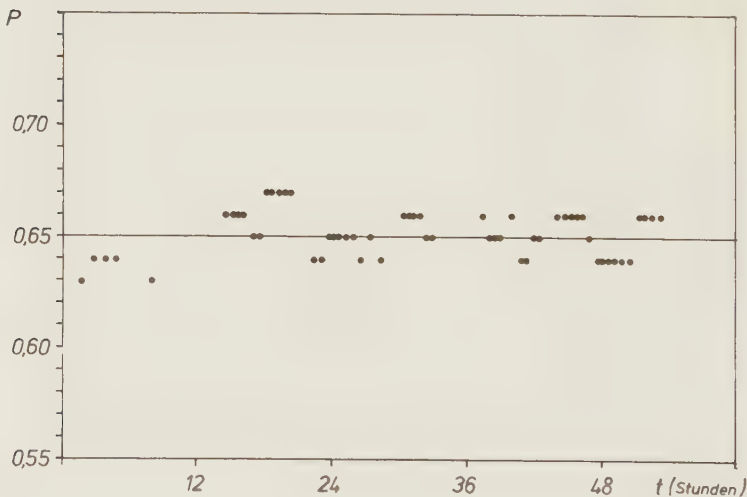


Figur 6: TAC-Spektren

überprüft (siehe Figur 6 unten), erwies sich jedoch bei allen Messungen als stabil.

Polarisationsgrad

Die Polarisation des Protonenstrahls wurde durch ein konventionelles Polarimeter²⁶⁾ während der gesamten Messung überwacht; dazu wurden die Spektren der beiden Polarimeterdetektoren simultan in einem Vielkanalanalysator mitgerechnet. Außerdem wurde zwischen den einzelnen Meßläufen die Analysierstärke der elastischen und inelastischen Protonenstreuung an ^{12}C und ^{114}Cd in der Streukammer aufgenommen. Damit konnte auch die Lage des Strahlflecks auf dem Target kontrolliert werden. Figur 7 zeigt die Messungen der Polarisation über einen Zeitraum von 60 Stunden. Der Polarisationsgrad schwankte in dieser Zeit um maximal 2%. Die verschiedenen Messungen wurden bei mittleren Strahlpolarisationen von 65 - 70% durchgeführt.



Figur 7: Polarisationsgrad als Funktion der Meßzeit

Da die Teilchendetektoren in der Streukammer nur einseitig angeordnet waren, mußte bei den Polarisationsmessungen die Streukammer bzw. die Polarisationsrichtung um 180° um die Strahlachse gedreht werden. Um Fehler, bedingt durch eventuelle zeitliche Schwankungen der Polarisation, die im vorliegenden Experiment jedoch nicht auftraten (siehe Fig.7), auszugleichen, wurden die Messungen in mehrere Meßläufe unterteilt. Dazwischen wurden abwechselnd die Streukammer und der Protonenspin gedreht. Die Gesamtzählrate ergab sich dann durch Summation der Zählraten der Teilmessungen. Die apparative Asymmetrie wurde mit einem unpolarisierten Protonenstrahl gemessen; sie betrug für alle Teilchendetektoren weniger als 0,5%.

Da das Magnetband von der Rechenmaschine unter konstanten experimentellen Bedingungen in regelmäßigen Zeitabständen beschrieben wird, lieferte die Registrierung der Bandlaufzeit einen Einblick in Untergrundanteile in den Spektren und in die Stabilität der Zeit- und Energieschwellen der Elektronik.

Um die Absolutmessung sicher zu stellen, wurde die CMC-Zählrate (= Gesamtladung des Targetstroms) nach jedem beschriebenen Magnetband notiert. So konnten die einzelnen Magnetbänder getrennt ausgewertet und damit der Zählratenverlust für einen Teilchenwinkel, z.B. bei einem Ausfall eines Detektors, gering gehalten werden. Außerdem wurden eventuell aufgetretene Totzeiten an den ADC's registriert.

B. Auswertung der Pohdaten - Bestimmung der Meßgrößen

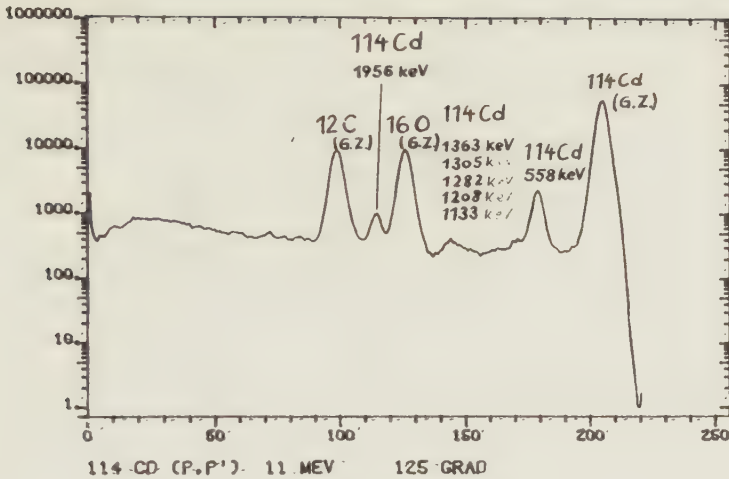
1. Differentieller Wirkungsquerschnitt

Für die Analyse der Daten war eine genaue Kenntnis des differentiellen Wirkungsquerschnitts in einem möglichst großen Winkelbereich erwünscht. Deshalb wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt in einer gesondert durchgeführten Messung von 20° bis 160° in 5° Schritten bestimmt. Die Berechnung der Reaktionskinematik ergibt, daß an ^{12}C und ^{16}O elastisch gestreute Protonen den inelastischen

Streu-Wirkungsquerschnitt an ^{114}Cd im Winkelbereich $45^\circ - 65^\circ$ verfälschen können. Da es sehr schwierig ist, Sauerstoff und Kohlenstoff von der Oberfläche des ^{114}Cd -Targets fern zu halten, mußten die Messungen mit einer sehr guten Auflösung durchgeführt werden, um den Überlapp der ^{114}Cd -Linie mit den ^{12}C - und ^{16}O -Linien in den Spektren gering zu halten. Die Auflösung von ca. 50 keV am Strahl wurde erreicht durch die Verwendung eines dünnen Targets (150 keV Energie-Verlust bei 5 MeV α -Teilchen), kleinen Raumwinkeln (Blendendurchmesser $\varnothing = 2$ mm bei Targetabstand 15 cm) und hochauflösenden Si-Oberflächensperrschichtdetektoren (Firma Ortec, Auflösung ca. 20 keV).

Figur 8 zeigt ein Protonenspektrum, aufgenommen unter 125° , bei dem ein Anregungsenergiebereich von ca. 3,5 MeV herausgespreizt wurde. Die Zustände, die im Anregungsbereich 2 - 2,5 MeV liegen, werden nur schwach angeregt und konnten daher nicht analysiert werden.

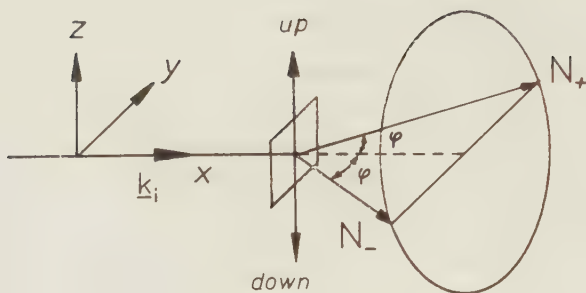
Aus den gewonnenen Zählraten wurden in herkömmlicher Weise (vgl. z.B. Ref.¹⁶) experimentelle Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen Protonenstreuung an ^{114}Cd bestimmt. Die Auswertung der Spektren wurde mit dem Programm A15²⁷) an der Rechenanlage PDP 15 vorgenommen. Die Ergebnisse für die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in Anhang D zusammen mit den Fehlern, die sich aus statistischen Fehlern (bedingt durch Zählrate und Untergrund) und systematischen Fehlern (bedingt durch die Absolutmessung) zusammensetzen, tabelliert.



Figur 8: "Freies" Teilchenspektrum ($\theta_p = 90^\circ$, $\phi_p = 125^\circ$)

2. Analysierstärke

Die experimentelle Analysierstärke ergibt sich aus den Zählraten des polarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts, der in sog. Doppelmeßläufen ermittelt wurde. Dabei wird sowohl die Spinrichtung in der Ionenquelle als auch die Streukammer um 180° um die Strahlachse gedreht. Nach Abzug der Untergrundzählrate $N = Z - U$ standen für die Berechnung der Analysierstärke A je nach Stellung von Spin und Detektor (siehe Figur 9) die Zählraten $N_+^\uparrow$, $N_-^\uparrow$, $N_+^\downarrow$ und $N_-^\downarrow$ zur Verfügung,



Figur 9: Geometrie bei den Messungen der Analysierstärken.

wobei

$$N_+^{\uparrow} = E F_+ \sigma_0 (1 + PA)$$

$$N_-^{\uparrow} = C F_- \sigma_0 (1 - PA)$$

$$N_+^{\downarrow} = D F_+ \sigma_0 (1 - PA)$$

$$N_-^{\downarrow} = E F_- \sigma_0 (1 + PA)$$

mit

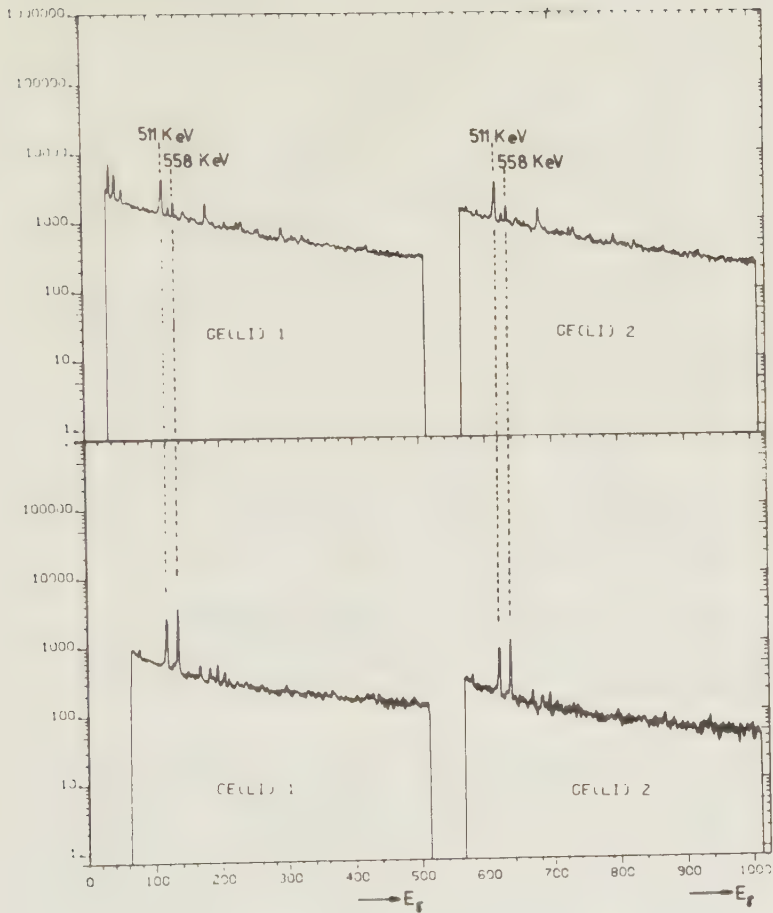
σ_0 = unpolarisierter Wirkungsquerschnitt

P = Polarisationsgrad

P, C, D, E = Normierungsfaktoren für die auf das Target auftreffende Gesamtladung

F_+, F_- = Normierungsfaktoren für verschiedene Detektorraumwinkel

Die Bestimmung der Normierungsfaktoren erfolgte mit einem Stromintegrator (für P, C, D, E) bzw. mit Hilfe einer unpolarisierten Wirkungsquerschnittsmessung (für F_+, F_-); der Polarisationsgrad wurde mit einem ^{12}C -Polarimeter gemessen. Bei den Messungen war $F_+ \sim F_-$ wegen der guten Justierung der Streukammer (apparative Asymme-



Figur 11: oben: "Freie " γ -Spektren für die beiden verwendeten Ge(Li)-Detektoren;
 unten: zugehörige γ -Spektren bei einer der Koinzidenzmessungen.

trie $< 0.5\%$ für alle gemessenen Teilchenwinkel). Die experimentellen Analysierstärken berechnen sich aus folgender Beziehung:

$$A = \frac{1}{P} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{N}{N_+}\right)^{\uparrow} \cdot \left(\frac{N}{N_-}\right)^{\downarrow}} - 1}{\sqrt{\left(\frac{N}{N_+}\right)^{\uparrow} \cdot \left(\frac{N}{N_-}\right)^{\downarrow}} + 1}$$

Bei Verwendung dieser Beziehung hebt sich ein Teil der Normierungsfaktoren weg; dadurch ergibt sich eine Reduzierung der Fehlerquellen. (Eine ausführliche Diskussion der Fehlerquellen findet sich in Ref.¹⁸⁾ und ²⁸⁾).

Die Analysierstärke wurde an ^{114}Cd in 5° Schritten für die elastische Protonenstreuung von $45^\circ - 155^\circ$ für die inelastische Protonenstreuung von $70^\circ - 155^\circ$ gemessen. (Unter Winkeln $< 45^\circ$ bzw. 70° konnten die Analysierstärken wegen den Störlinien aus der elastischen Streuung an ^{16}O und ^{12}C nicht gemessen werden). Die experimentellen Werte sind zusammen mit den Fehlern, die sich aus statistischen Fehlern und Fehlern aus der Bestimmung der Strahlpolarisation zusammensetzen, im Anhang D aufgeführt.

3. Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt

Nach der Kontrolle⁺⁾ der bei den Korrelationsmessungen auf Magnetbändern abgespeicherten Daten wurden die Gesamt-

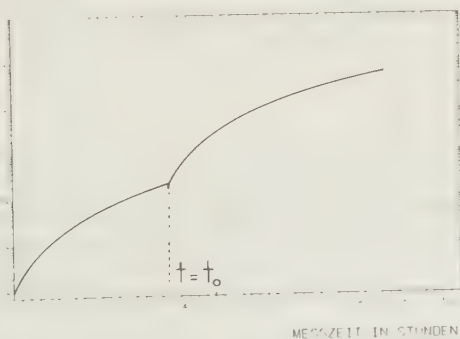
- +) Da die Daten ereignisweise auf das Magnetband abgespeichert wurden, konnte der zeitliche Ablauf der Messungen bei der Auswertung nachvollzogen werden. Mit dem Programm 715 ²⁹⁾ wurde an der Rechenanlage PDP 15 eine Datenmatrix erzeugt, in dem die Magnetbänder in derselben Reihenfolge gelesen wurden, wie sie bei der Messung beschrieben worden waren. Trägt man die Zahl der besetzten Speicherplätze dieser Matrix als Funktion von der Zeit auf, so ergibt dies eine stetig ansteigende Funktion. Wenn sich nun während der Messung ein Verstärkungsfaktor plötzlich (bei $t = t_0$) geändert hat, führt das i.a. zu einem Knick in dieser Kurve (siehe Fig.10), da nun andere Speicherplätze belegt werden und sich dadurch die Zahl der insgesamt belegten Speicherplätze sprunghaft ändert.

projektionen der Datenmatrix auf die Teilchenenergieachse und die γ -Energieachse mit dem Programm GAP³⁰⁾ erstellt. Figur 11 zeigt als Beispiel eine Gesamtprojektion auf die γ -Achse (E_γ -Achse) zusammen mit einem "freien" γ -Spektrum.

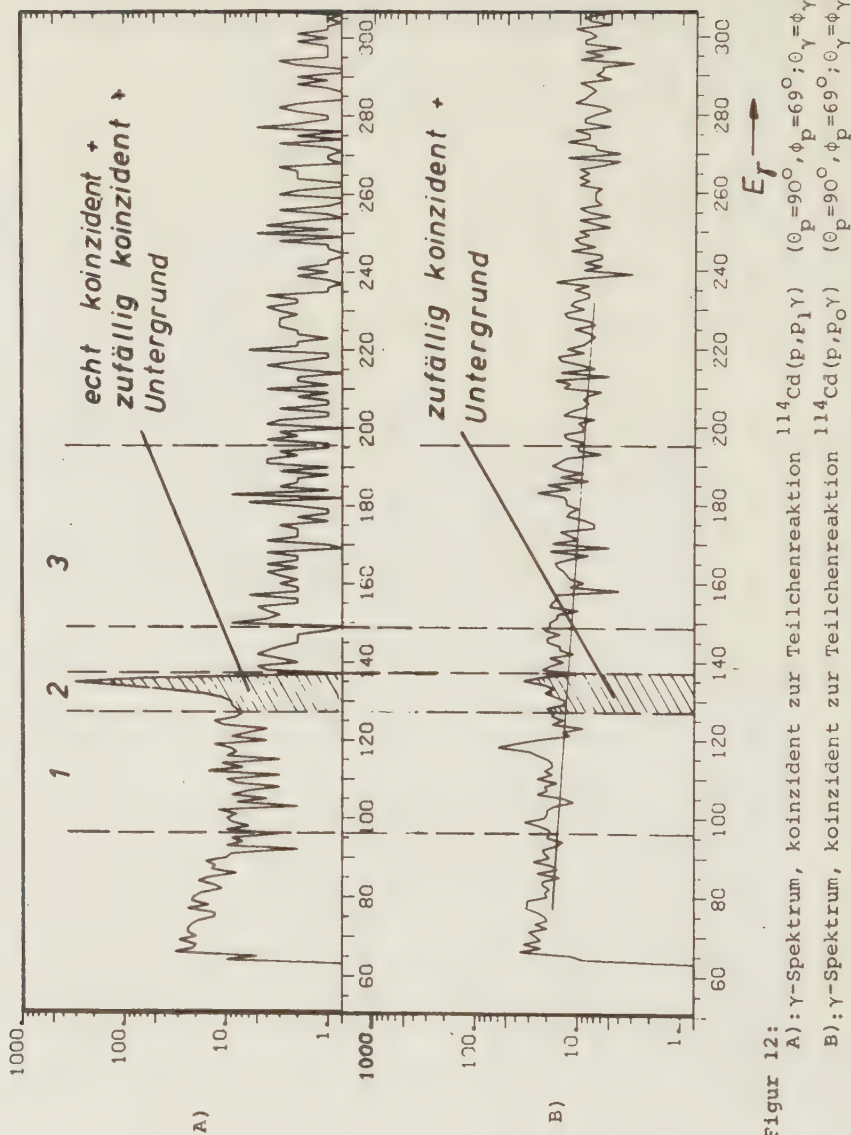
Die Bestimmung der Koinzidenzzählrate erfolgte folgendermaßen (eine genauere Beschreibung findet sich in Ref.³⁰⁾): Am Bildschirm der Rechenanlage PDP 15 wurden für jedes Teilchenspektrum mit einem Lichtgitter die Linien der inelastisch und die der elastisch gestreuten Protonen eingegrenzt. Die zwischen diesen Marken liegenden Koinzidenzereignisse wurden durch Abfragen sämtlicher Datenbänder der jeweiligen Messung auf die γ -Achse (E_γ -Achse) projiziert. Für jedes Teilchenspektrum wurden auf diese Weise zwei zugehörige γ -Spektren erhalten, eines (A), das neben Untergrundereignissen die echt und die zufällig koinzidenten Ereignisse enthielt und eines (B), das Untergrund- und zufällig koinzidente Ereignisse enthielt. Dies ist in Figur 12 demonstriert. Die beiden koinzidenten γ -Spektren A und B wurden in drei Bereiche (1, 2 und 3 in Figur 12) eingeteilt. Dabei liegen die Grenzmarken dieser drei Bereiche in beiden Spektren an denselben Stellen. Das Spektrum B wurde nun im Bereich 1 (energetisch oberhalb der γ_1 -Linie) an das Spektrum A angepaßt (durch Multiplikation mit einem

Forts. d. Fußnote:

Figur 10:
Speicherplatzbelegung
als Funktion
der
Meßzeit.



Mit dem Programm GAP³⁰⁾ war es möglich, ein durch das Springen eines Verstärkungsfaktors verschobenes Spektrum wieder zu korrigieren.



Figur 12:

A): γ -Spektrum, koinzident zur Teilchenreaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1 \gamma)$ ($\theta_p = 90^\circ, \phi_p = 69^\circ; \theta_\gamma = \phi_\gamma = 90^\circ$)
 B): γ -Spektrum, koinzident zur Teilchenreaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_0 \gamma)$ ($\theta_p = 90^\circ, \phi_p = 69^\circ; \theta_\gamma = \phi_\gamma = 90^\circ$)

konstanten Faktor). Das so normierte Spektrum R liefert im Bereich 2 die Zählraten des Untergrunds und der zufälligen koinzidenten Ereignisse des Spektrums A.

Dieses Verfahren erlaubt die Mitnahme eines Teils der durch Compton-Effekt absorbierten γ -Quanten (Bereich 3). Dies bringt vor allem bei γ -Energien ≥ 1 MeV eine wesentliche Erhöhung der Koinzidenzzählrate, da hier die Absorption der γ -Quanten durch Compton-Effekt im Vergleich zum Photoeffekt überwiegt.⁺)

Aus den echt koinzidenten Zählraten errechnen sich die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte wie folgt:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_P d\Omega_\gamma} = \frac{N_{koi}}{j N_F d\Omega_P \epsilon_{ph} d\Omega_\gamma}$$

Dabei ist

- N_{koi} = Anzahl der Koinzidenzereignisse
- j = Anzahl der einfallenden Teilchen
- N_F = Flächendichte des Targets
- $d\Omega_P$ = Raumwinkel des Teilchendetektors
- ϵ_{ph} = Nachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors
- $d\Omega_\gamma$ = Raumwinkel des γ -Detektors

Die Anzahl der einfallenden Teilchen wurde mit einem Stromintegrator bestimmt. Die Flächendichte des Targets betrug 2 mg/cm^2 . Die Nachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors ist für die Photolinie in Figur 4 als Funktion der γ -Energie aufgetragen.

Der Fehler der sich aus der Absolutmessung der einzelnen Größen ergab, betrug ca. 5%. Zusammen mit den statistischen Fehlern errechnete sich dann der Gesamtfehler. Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt wurde für 6 verschiedene Stellungen des γ -Detektors in der Reaktions-ebene und für die Stellung senkrecht über der Reaktions-ebene gemessen; die Ergebnisse sind in Anhang D aufgetragen.

+) In dieser Fall müßte die "effektive γ -Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit" durch Anpassung an eine echt koinzidente γ -Linie ermittelt werden.

4. Korrelationsasymmetrie

Die experimentellen Korrelationsasymmetrien (CA) ergaben sich aus einer "Spin up-Spin down"-Messung^{†)} des polarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts. Figur 13a zeigt ein koinzidentes γ -Spektrum für "Spin up", Figur 13b eines für "Spin down".

$$CA = \frac{N_{koi}^{\uparrow} - N_{koi}^{\downarrow}}{N_{koi}^{\uparrow} + N_{koi}^{\downarrow}} \cdot \frac{1}{P}$$

Der Polarisationsgrad des Teilchenstrahls wurde aus den Zählraten eines ^{12}C -Polarimeters ermittelt, das während der gesamten Meßdauer die Polarisation kontrollierte.

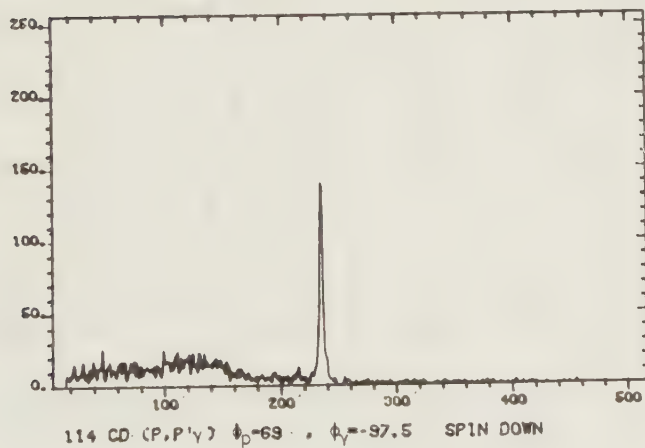
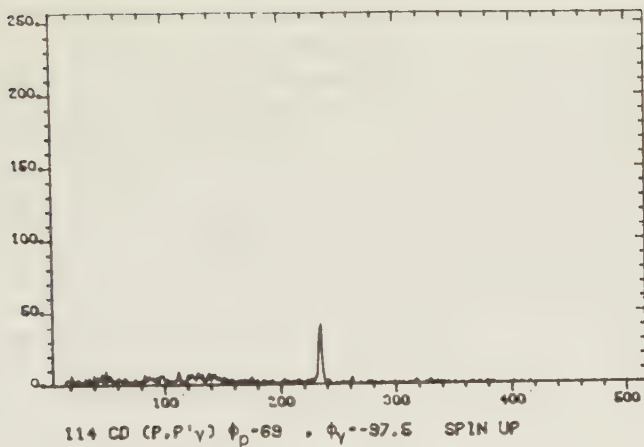
Die Korrelationsasymmetrie wurde für 6 Stellungen des γ -Detektors in der Reaktionsebene bestimmt; die experimentellen Werte und die dazugehörigen Fehler sind im Anhang D tabelliert.

5. Winkelkorrelationsfunktion und Spinflipwahrscheinlichkeit

Die Winkelkorrelationsfunktion W ergibt sich aus dem Verhältnis des unpolarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts und des differentiellen Wirkungsquerschnitts der inelastischen Streuung

$$W = 4\pi \frac{\Gamma_B}{\Gamma_{\gamma C}} \frac{\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_P d\Omega_{\gamma}}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_P}}$$

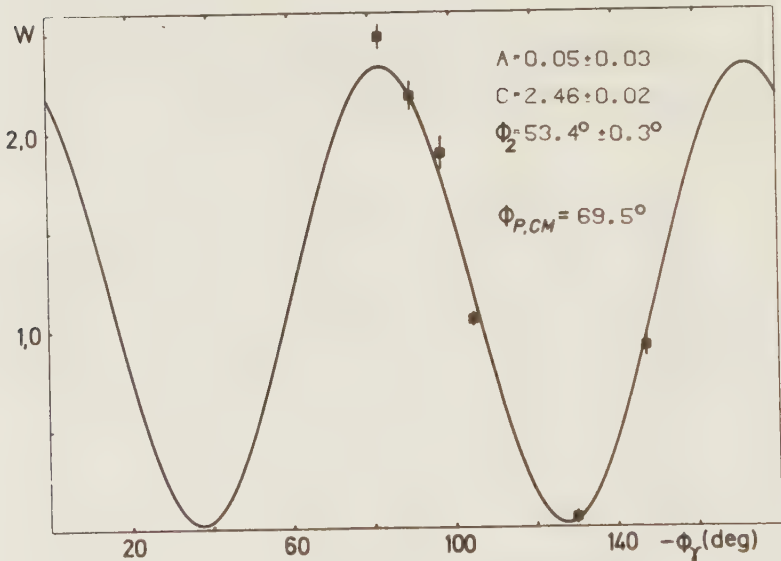
- †) Die experimentellen Fehler, die bei solchen Einzelmeßläufen ("Spin up" - "Spin down") auftreten, sind i.a. größer als bei Doppelmeßläufen, da sich bei Doppelmeßläufen (vgl. Abschn. 2) ein Teil der Fehler wegen der Verhältnisbildung von Zählraten weghebt (im vorliegenden Experiment war dieser Unterschied in den Fehlern wegen der guten Justierung der Streukammer jedoch sehr gering). Für die experimentelle Bestimmung der Korrelationsasymmetrie erscheint jedoch die Verwendung von Einzelmeßläufen günstiger, da der apparative Aufbau das bei Doppelmeßläufen notwendige Umsetzen des γ -Detektors erschwert.



Figur 13: γ -Spektren, koinzident zur Teilchenreaktion
 $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)$ ($\theta_p = 90^\circ$, $\phi_p = 69^\circ$; $\theta_\gamma = 90^\circ$, $\phi_\gamma = -97.5^\circ$),
 oben für "Spin up"
 unten für "Spin down"

Dabei ist $\frac{\Gamma_Y^B C}{\Gamma_B}$ das γ -Verzweigungsverhältnis des angeregten Niveaus B.

Dieses Verhältnis ist hier 0.995, da das Niveau B zu 0.5% über Emission von Konversionselektronen zerfällt. Die Winkelkorrelation W hängt von den Emissionsrichtungen von Teilchen (θ_P, ϕ_P) und γ -Quant (θ_Y, ϕ_Y) ab. In Figur 14 ist die experimentelle Winkelkorrelationsfunktion W in Abhängigkeit vom γ -Winkel für einen festen Protonenwinkel gezeigt. Sie wurde jeweils für 6 Stellungen des γ -Detektors in der Reaktionsebene bestimmt.



Figur 14: Experimentelle Winkelkorrelationsfunktion in Abhängigkeit vom γ -Winkel bei festem Teilchenwinkel mit zugehöriger Least-Square-Fit.

Die "in-plane"-Winkelkorrelationsfunktion $W(\phi_Y)$ läßt sich (vgl. Kap. III B) in der Form $W(\phi_Y) = A + B \sin^2(\phi_Y - \phi_1) + C \sin^2 2(\phi_Y - \phi_2)$ parametrisieren. Unter der Annahme, daß

der Term B gegenüber dem Term C vernachlässigt werden kann, können (durch einen Least-Square-Fit mit dem Programm W-Fit³¹⁾) die experimentellen Parameter Λ , C und ϕ_2 für jeden Teilchenwinkel gewonnen werden. Die zugehörige Fit-Kurve ist in Figur 14 mit eingezeichnet. Die experimentellen Werte von Λ , C und ϕ_2 sind im Anhang D angegeben.

Die Winkelkorrelationsfunktion für die Stellung des γ -Detektors senkrecht über der Reaktionsebene W_S wird üblicherweise als Spinflipwahrscheinlichkeit bezeichnet. Sie wurde für Protonenstreuwinkel im Bereich $70^\circ - 150^\circ$ experimentell bestimmt; die Ergebnisse finden sich ebenfalls im Anhang D.

III. Theorie

A) Die Methode der gekoppelten Kanäle

1. Das Verfahren

Ausführliche Darstellungen der Methode der gekoppelten Kanäle zur Analyse von Kernreaktionen finden sich z.B. in Ref. 32) und 33). Ein kurzer Abriss findet sich in Ref. 34).

Hier soll nur kurz das Prinzip skizziert werden.

Man betrachte die Wechselwirkung eines Projektils a mit Spin s mit einem Targetkern A , der mehrere Anregungszustände hat. Der n -te Zustand sei charakterisiert durch den Kernspin I_n , die Parität π_n , durch die Anregungsenergie ϵ_n und durch die Wellenfunktion $\psi_n(\xi)$ (die inneren Koordinaten des Targetkerns A werden durch ξ beschrieben).

Die Schrödingergleichung für den Kern A lautet:

$$H_A(\xi) \psi_n(\xi) = \epsilon_n \psi_n(\xi) \quad (1)$$

Die Schrödingergleichung für das Gesamtsystem ist

$$\left[H_a(\underline{r}) + T_a(\underline{r}) + V(\underline{r}, \xi) - E \right] \psi(\underline{r}, \xi) = 0 \quad (2)$$

$T_a(\underline{r})$ ist die kinetische Energie, $V(\underline{r}, \xi)$ das Wechselwirkungspotential zwischen Projektil und Targetkern.

Man definiert nun die sogenannten Kanalfunktionen:

$$\phi_{nlj}^{JM}(\underline{r}, s, \xi) = \left[\psi_{I_n}(\xi) \otimes \left[Y_l(\hat{r}) \times \chi_s \right]_j \right]_J^M \quad (3)$$

mit scharfem Drehimpuls J und Projektion M .

Dabei ist

$\psi_{I_n}(\xi)$ der n -te Kernzustand mit Spin I_n .

$Y_l(\hat{r})$ eine Kugelfunktion (l bezeichnet den relativen Bahndrehimpuls des Projektils a , $\hat{r}$ die Richtung von $\underline{r}$)

χ_s die Spinfunktion für a

$$J = l + s$$

Man entwickelt nun die Gesamtwellenfunktion $\psi(\underline{r}, \xi)$ nach diesem System von Kanalfunktionen:

$$\psi(\underline{r}, \xi) = \sum_{JM} A^{JM} \sum_{nlj} \frac{1}{r} f_{nlj}^J(r) \phi_{nlj}^{JM}(\hat{r}, s, \xi) \quad (4)$$

$f_{nlj}^J(r)$ sind Radialfunktionen; sie sind unabhängig von M .

Projiziert man die Gesamtschrödingergleichung auf $\langle \phi_{nlj}^{JM} |$, so erhält man ein System gekoppelter Differentialgleichungen für die Radialfunktionen:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - \epsilon_n) \right\} f_C^J(r) = \sum_{C'} V_{CC'}^J(r) f_{C'}^J(r) \quad (5)$$

wobei

$$C = (nlj) \text{ bzw. } C' = (n'l'j')$$

und

$$V_{CC'}^J(r) = \langle \phi_C^{JM} | V(\underline{r}, \xi) | \phi_{C'}^{JM} \rangle$$

Der Index C nimmt die Werte 1 bis N_C an; N_C hängt von der Anzahl der gekoppelten Zustände n , von j und von der Anzahl der Partialwellen für die Relativbewegung ab. Dieses System von N_C gekoppelten Differentialgleichungen wird bei der Methode der gekoppelten Kanäle simultan gelöst.

Im Rahmen makroskopischer Kollektivmodelle wird für das Wechselwirkungspotential $V(\underline{r}, \xi)$ ein deformiertes Woods-Saxon-Potential mit Volumen-, Oberflächenabsorptions-, Spin-Bahn- und Coulombterm angenommen

$$V(\underline{r}, \xi) = V(r, \theta, \phi, \xi) = \frac{-V}{1 + \exp((r-R)/a)} - \frac{4 \frac{1}{2} V_D \exp((r-P)/a)}{[1 + \exp((r-R)/a)]^2} - V_{SO}(r, \theta, \phi, \xi) + V_{Coul} \quad (6)$$

Bei der Behandlung des Coulomb-Potentials V_{Coul} wird üblicherweise von einem geladenen Ellipsoid mit scharfem Rand ausgegangen.

Mit $v(\underline{r}) = 1/[1 + \exp((r-R)/a)]$ schreibt sich der Spin-Bahn-Anteil des optischen Potentials:

$$V_{SO}(\underline{r}) = V_{SO} \lambda_{\pi}^2 \underline{r} \cdot \underline{1} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} v(\underline{r}) \quad (6a)$$

wobei die Compton-Wellenlänge des Pions $\lambda_\pi^2 = \left(\frac{h}{m_\pi c}\right)^2 = 2 \text{ fm}^2$ nur aus Dimensionsgründen eingeführt wird, und $\underline{\sigma} = 2 \frac{\underline{S} \cdot \underline{p}}{\hbar}$ für Protonen bzw. $\underline{\sigma} = \frac{\underline{S} \cdot \underline{d}}{\hbar}$ für Deuteronen.

Für den Spin-Bahn-Term findet man in der Literatur verschiedene Beschreibungen.

Um Hermitizität zu erreichen, wird die Form aus Gl. 6a symmetrisiert; man erhält die sog. symmetrische Oak Ridge Form⁶⁷⁾

$$V_{SO}(\underline{r}) = V_{SO} \chi_\pi^2 \frac{1}{2} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} v(\underline{r}) \underline{\sigma} \cdot \underline{1} + \underline{q} \cdot \underline{1} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} v(\underline{r}) \right] \quad (6b)$$

In dieser Form wird das Spin-Bahn-Potential in den CC-Codes INCH³⁵⁾ und ECIS 72³⁶⁾ verwendet.

In vielen Fällen liefert die sog. Full Thomas Form

$$V_{SO}(\underline{r}) = V_{SO} \chi_\pi^2 \underline{\sigma} \cdot \left[\underline{\nabla} v(\underline{r}) \times \frac{1}{r} \underline{\nabla} \right] \quad (6c)$$

eine bessere Beschreibung von experimentellen Daten als die symmetrische Oak Ridge Form^{37,38)}. Die Full Thomas Form erhält man, wenn man das Optische Potential mit Hilfe der Impuls-Approximation herleitet³⁹⁾. Im CC-Code ECIS 74⁴⁰⁾ wird diese Form des Spin-Bahn-Potentials verwendet.

Wenn man Gl. 6c geeignet umformt, läßt sich zeigen, daß die symmetrische Oak Ridge Form als Spezialfall in der Full Thomas Form enthalten ist⁴¹⁾.

Für einen sphärischen Kern, der Vibrationen um die Kugelform ausführt, schreibt sich $P = P(\Theta, \phi)$:

$$R(\Theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Theta, \phi) \right),$$

für einen permanent axialsymmetrisch deformierten Kern

$$R(\Theta') = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\Theta') \right)$$

mit $R_0 = r_0 A^{1/3}$; Θ und ϕ sind die Polarwinkel im raumfesten System, Θ' im körperfesten System.

Zur Lösung des Systems gekoppelter Gleichungen (5) wird das Potential V_{CC} nach der "Kopplungsstärke" entwickelt; es sind zwei Arten der Entwicklung gebräuchlich:

- 1) Die Entwicklung in eine Potenzreihe nach $(\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu})^n$, die bei einem bestimmten n_0 (z.B. $n_0 = 2$) abgebrochen wird. Diese Methode wird im Rahmen der Rechnungen im Vibrationsmodell angewendet und liefert gute Ergebnisse für kleine Kerndeformationen.
- 2) die Entwicklung nach Legendrepolyomen⁺⁾ , die nur sinnvoll ist, wenn eine körperfeste Achse ausgezeichnet ist. Diese Entwicklung wird daher beim Vibrator nicht angewendet. Das Potential läßt sich in der Entwicklung nach Legendrepolyomen folgendermaßen schreiben:

$$V(\xi, \xi) = \sum_{\lambda\mu} v_{CP}^{(\lambda)}(r) D_{\mu 0}^{\lambda}(\xi) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (7)$$

mit

$$v_{CP}^{(\lambda)}(r) = 4\pi \int_0^1 \left\{ \frac{-V}{1 + \exp\left[\frac{r-R_0}{a} (1 + \sum_{\lambda'} \beta_{\lambda'} Y_{\lambda' 0}(\theta'))\right]}\right\}^{-2} \frac{4iW_D \exp\left[\frac{r-R_0}{a} (1 + \sum_{\lambda'} \beta_{\lambda'} Y_{\lambda' 0}(\theta'))\right]}{\left\{1 + \exp\left[\frac{r-R_0}{a} (1 + \sum_{\lambda'} \beta_{\lambda'} Y_{\lambda' 0}(\theta'))\right]\right\}^2} \frac{v_{CO} \lambda \pi^2 \exp\left[\frac{r-R_0}{a} (1 + \sum_{\lambda'} \beta_{\lambda'} Y_{\lambda' 0}(\theta'))\right]}{\ar \left\{1 + \exp\left[\frac{r-R_0}{a} (1 + \sum_{\lambda'} \beta_{\lambda'} Y_{\lambda' 0}(\theta'))\right]\right\}^2 (g \cdot 1)} \times Y_{\lambda 0}(\theta') d(\cos \theta')$$

Dabei beschreiben die Funktionen $D_{\mu 0}^{\lambda}(\xi)$ die Drehung des körperfesten Systems in das raumfeste. Die Legendre-Entwicklung hat den Vorteil, daß für jedes $\lambda \neq 0$ der Koeffizient $v_{CP}^{(\lambda)}(r)$ gewissermaßen eine unendliche Anzahl von Gliedern der unter 1) beschriebenen Potenzreihenentwicklung enthält. Die Entwicklung nach Legendrepolyomen wird im Falle des starren symmetrischen Rotators in den CC-Codes INCH³⁵⁾, und ECIS^{36,40)} verwendet.

+) Üblicherweise wird nur der Kernanteil des Potentials nach Legendrepolyomen entwickelt. Für den Coulombanteil liefert die Potenzreihenentwicklung eine gute Näherung.

Die Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems (5) liefert die Radialfunktion $f_C^{J\pi}(r)$ für $C = 1, \dots, N_C$. Aus den Randbedingungen können dann die S-Matrixelemente berechnet werden, die direkt mit den Übergangsmatrixelementen $X_{m_a m_A m_k m_B}^{(0\phi)}$ verknüpft sind. Mit diesen Übergangsmatrixelementen können dann die Observablen berechnet werden, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird.

2. Die gekoppelten Kanäle für den Fall der 0^+2^+ -Kopplung

Das System der gekoppelten Kanäle ist in der allgemeinsten Form, wie in Gleichung (5) beschrieben, relativ unanschaulich. Deshalb sollen die funktionalen Zusammenhänge anhand eines übersichtlichen Beispiels dargestellt werden. An diesem Beispiel werden dann die Unterschiede diskutiert, die sich durch die Beschreibung im Rahmen von Vibrations- und Rotationsmodell und durch die Annahme einer permanenten prolaten bzw. oblaten Quadrupoldeformation ergeben (vgl. auch Ref. 42-44).

Wir wollen davon ausgehen, daß nur die ersten zwei Niveaus eines gg-Kerns stark aneinander gekoppelt sind, der Grundzustand mit $I^\pi = 0^+$ und der erste angeregte Zustand mit $I^\pi = 2^+$. Alle höheren Anregungen sollen im Imaginärteil des Optischen Potentials pauschal berücksichtigt werden. Außerdem wollen wir, wegen der Übersichtlichkeit, die Einflüsse des Projektilspins nicht betrachten.

Die Wellenfunktion des Gesamtsystems $\psi(\underline{r}, \xi)$ soll nach Eigenfunktionen ψ_J^M zu gutem Drehimpuls J mit z-komponente M entwickelt werden:

$$\psi(\underline{r}, \xi) = \sum_{JM} A_{JM} \psi_J^M(\underline{r}, \xi) \quad (8)$$

Die Funktionen $\psi_J^M(\underline{r}, \xi)$ werden für jeden Kanal ($I \ 1$), der jetzt wegen der Annahme $s = 0$ nur den Zustandsspin I und den Bahndrehimpuls 1 enthält ($J = I + 1$), als Überlagerung von elastischen und inelastischen Streuwellenfunktionen geschrieben:

$$\psi_{\underline{J}}^M(r, \xi) = \frac{1}{r} f_{11}^J(r) \phi_{11}^{JM}(\hat{r}, \xi) + \frac{1}{r} f_{1'1'}^J(r) \phi_{1'1'}^{JM}(\hat{r}, \xi) \quad (9)$$

Die Wechselwirkung $V(\underline{r}, \xi)$ aus Gleichung (5) wird nach sphärischen Tensoroperatoren T_G^A entwickelt. Nach Abspalten der Geometrieabhängigkeiten mit Hilfe des Wigner-Eckart Theorems läßt sich das Kopplungsmatrixelement $V_{1'1';11}^J(r)$ in folgender Form schreiben:

$$V_{1'1';11}^J(r) = \sum_Q (-1)^{Q+1'-J} i^{Q+1-1'} \frac{\hat{1}\hat{1}'\hat{1}}{\sqrt{4\pi}} W(111'1';1Q) \langle 1'010|00 \rangle \langle 1' || T_Q(r, \xi) || 1 \rangle \quad (10)$$

wobei $\hat{1} \equiv (21+1)^{1/2}$; bei $W(111'1';1Q)$ handelt es sich um einen Racah-Koeffizienten.

Das reduzierte Matrixelement $\langle 1' || T_Q || 1 \rangle$ enthält die Information über die Struktur des Targetkerns.

Das Potential $\frac{V}{1 + \exp\left[\frac{[r - R_0(\theta, \phi)]}{a}\right]}$ wird nun für Vibrations-

und Rotationsmodell in eine Potenzreihe nach Tensoroperatoren $(\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi))^n$ um $r = R_0$ entwickelt und nach dem Term in erster Ordnung in der Kopplungsstärke abgebrochen. Höhere Terme der Entwicklung sollen im Imaginärteil des optischen Potentials pauschal berücksichtigt werden. Durch Koeffizienten-Vergleich erhält man nun die Komponenten der sphärischen Tensoroperatoren und kann die reduzierten Matrixelemente berechnen.

Bevor wir diese näher betrachten, wollen wir die gekoppelten Gleichungen (5) für den Fall einer $0^+ - 2^+$ -Kopplung aufschreiben.

Man spaltet zunächst das Kopplungsmatrixelement $V_{1'1';11}^J(r)$ auf in einen runden und einen "Quadrupolterm"

$$V_{1'1';11}^J(r) = V_{1'1';11}^{(0)J}(r) \delta_{11'} \delta_{11'} + V_{1'1';11}^{(2)} \quad (11)$$

wobei der Diagonalterm $V_{1'1';11}^{(0)J}(r) = V(r)$ für alle Kanäle gleich ist.

Für einen $0^+ + 2^+$ Übergang ist $I = 0$; $I' = 2$ und

$$\epsilon_0 = 0; \epsilon' = \epsilon - \epsilon_2$$

Für jeden Kanal J ($J = I + 1$) erhält man vier gekoppelte Differentialgleichungen - eine für den elastischen Kanal und drei für den inelastischen Kanal (da wegen den Symmetrie-Eigenschaften der Clebsch-Gordan Koeffizienten nur $1 = J-2, J, J+2$ auftreten kann):^{*)}

$$\left[T_J - V(r) - E \right] f_{0,J}^J(r) - \epsilon_1 V_{0,J}^{(2)J}(r) f_{2,1}^J(r) = 0 \quad (12)$$

und

$$\left[T_{1'} - V(r) - V_{21',21'}^{(2)J}(r) - E' \right] f_{2,1'}^J(r) - V_{21',0J}^{(2)J}(r) f_{0J}^J(r) - \epsilon_{1'1''} V_{21'',2}^J(r) f_{2,1''}^J(r) = 0$$

$$\text{mit } T_J = \frac{1}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{J(J+1)}{r^2} \right) \text{ und } T_{1'} = \frac{1}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{1'(1'+1)}{r^2} \right)$$

wobei $1', 1'' = J - 2, J, J + 2$.

Die Kopplungspotentiale lassen sich in der oben angegebenen Weise berechnen und man erhält für den interessierenden Quadrupolterm $V_{1'1',1}^{(2)J}$

$$V_{1'1',1}^{(2)J} = V_{1',1} F(r) \hat{1} \hat{1}' i^{1-1'} (-1)^J (1'010|20) W(11'1'1';J2)$$

$F(r)$ gibt den Radialverlauf des Realteils U bzw. des Imaginärteils W des optischen Potentials an.

Für den Fall der $0^+ + 2^+$ -Kopplung treten zwei verschiedene Kopplungsgrößen $V_{I',I}$ auf, nämlich V_{20} und V_{22} (wegen der Symmetrieeigenschaften der sphärischen Tensoren T_Q ist $V_{20} = V_{02}$).

*) Noch übersichtlicher werden die gekoppelten Gleichungen in der "Zweizustandsnäherung", die man aus den Gleichungen (12) und (13) erhält, wenn man $1 = J = 2$ setzt:

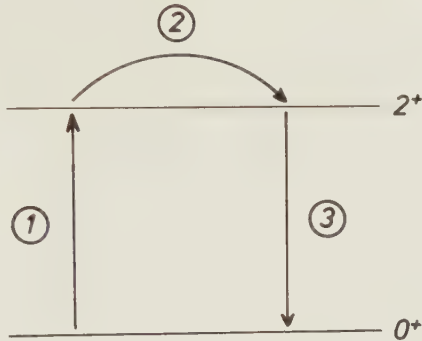
$$(T - V - E) f_0 = V_{02}^{(2)} f_2$$

$$(T - V - V_{22}^{(2)} - E') f_2 = V_{20}^{(2)} f_0$$

In Figur 15 soll der Einfluß dieser Kopplungsgrößen auf den Übergang $0^+ \rightarrow 2^+$ veranschaulicht werden:

Figur 15:

$0^+ 2^+$ -Anregungs-
diagramm



Während V_{20} und V_{02} für den Übergang zwischen beiden Niveaus verantwortlich sind (1 und 3 in Figur 15), bewirkt V_{22} (2 in Figur 15) eine Umbesetzung der magnetischen Unterzustände des 2^+ -zustands. V_{22} wird daher auch "Reorientierungsterm" genannt.

Für Vibrationsmodell und Rotationsmodell erhält man für V_{20} (bei Potenzreihenentwicklung bis zur 1.Ordnung):

$$V_{20} = - \frac{PU}{a \sqrt{4\pi}} \cdot \rho$$

Hier bedeuten U , R und a Potentialtiefe, -Radius und -Diffuseness.

Dieser Term ist für beide Modelle gleich und kann somit keine Entscheidung zuunsten eines dieser Modelle liefern. Da V_{20} in alle Observablen quadratisch eingeht, kann dieser Term auch nicht zu einer Entscheidung über das Vorzeichen der Quadrupoldeformation führen.

Demgegenüber liefern die Rechnungen im Vibrationsmodell und im Rotationsmodell verschiedene Ergebnisse für die Größe

V_{22} :

$$V_{22} = 0 \quad \text{im Vibrationsmodell}$$

und

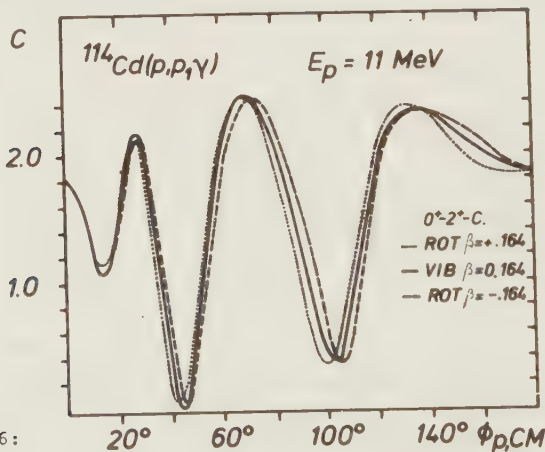
$$V_{22} = - \frac{5}{\sqrt{4\pi}} \frac{RU}{a} (2020|20) \beta$$

$$= \frac{1.195}{\sqrt{4\pi}} \cdot \frac{RU}{a} \cdot \beta \quad \text{im Rotationsmodell}$$

Das Element V_{22} verschwindet im Vibrationsmodell bei einer Entwicklung des Potentials in erster Ordnung, da der Operator T_2 nur Zustände verknüpfen kann, die sich in der Phonenzahl um 1 Phonon unterscheiden.

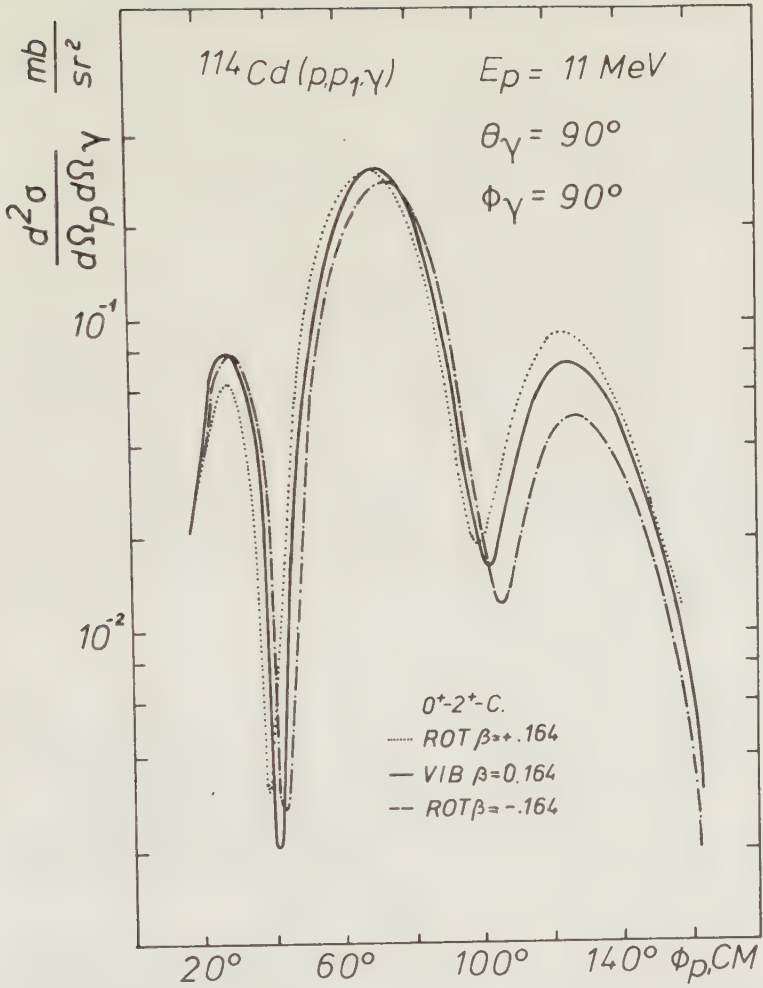
Im Rotationsmodell wird der Diagonalterm V in Gleichung (2) durch V_{22} modifiziert, und zwar wird V je nach Vorzeichen der Quadrupoldeformation um V_{22} verkleinert bzw. vergrößert (dies wird besonders deutlich in der Zweizustandsnäherung (vgl. Fußnote S. 40)).

Die CC-Rechnungen sollten also in diesem Modell zu verschiedenen Ergebnissen in den Meßgrößen führen; die Rechnungen im Vibrationsmodell sollten zwischen den Rechnungen im Rotationsmodell zu prolater und oblater Deformation verlaufen. Dies ist für zwei Meßgrößen, die Korrelationsamplitude C und dem doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega_P d\Omega_Y$, für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_i\gamma)$ bei einer Einschußenergie von 11 MeV in Figur 16 und Figur 17 gezeigt (zur Definition von $d^2\sigma/d\Omega_P d\Omega_Y$ und C siehe Kap.III.B).



Figur 16:

Unterschiede der CC-Rechnungen in der Größe C bei Verwendung des Vibrations- und Rotationsmodells ($\beta > 0$ und $\beta < 0$).



Figur 17: Unterschiede der CC-Rechnungen im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt ($\theta_\gamma = \phi_\gamma = 90^\circ$)

Die Vibrationsrechnungen verlaufen nicht exakt in der Mitte zwischen den beiden Rotationsrechnungen. Das kann daherrühren, daß die Rotationsrechnungen mit Hilfe einer Entwicklung des Potentials nach Legendrepolynomen gewonnen wurden, die ja, wie oben bereits diskutiert, auch Terme höherer Ordnung miteinschließen. (Die Unterschiede, bedingt durch die Mitnahme Terme höherer Ordnung, sind wegen der geringen Quadrupoldeformation jedoch sehr klein.)

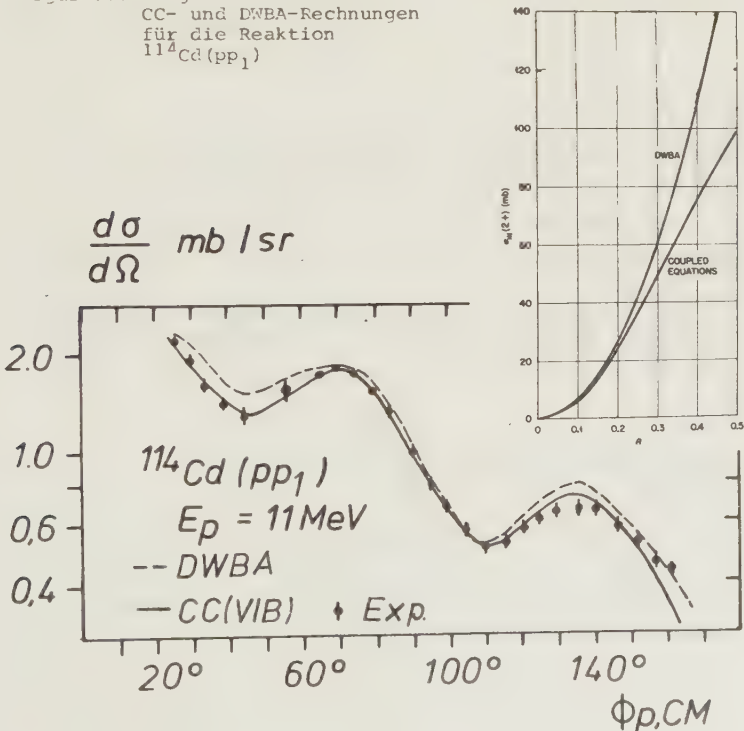
Die oben diskutierten Beziehungen zwischen Vibrations- und Rotationsmodell gelten in dieser Weise nur für den einfachen Fall der $0^+ - 2^+$ -Kopplung bei einer Potenzreihenentwicklung in erster Ordnung der Kopplungsstärke. Durch die Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung wird dieses Bild zwar komplizierter, aber auch solche Rechnungen liefern Unterschiede bei Verwendung verschiedener Reaktionsmodelle bzw. verschiedener Quadrupoldeformation, die in derselben Größenordnung liegen, wie in Figur 16 und Figur 17 gezeigt. Eine Entscheidung zugunsten eines der verwendeten Reaktionsmodelle bzw. eines Vorzeichens der Quadrupoldeformation sollte daher im Rahmen von CC-Analysen möglich sein.

Vernachlässigt man die Potentiale $V_{0,J;2,1}^{(2)J}(r)$ (für $l = J - 2, J, J + 2$), die die Entvölkerung des elastischen Kanals verursachen, und die sogenannten Reorientierungsterme $V_{2,J';2,J'}^{(2)J}(r)$, so entkoppeln die Differentialgleichungen (12) und (13). Die Streumatrixelemente sind dann linear in der Kopplungsstärke β und der inelastische Wirkungsquerschnitt ist proportional zu β^2 . Dies ist der Fall der einfachen Distorted Wave Born Approximation (DWBA).

Trägt man den Wirkungsquerschnitt aus CC-Rechnungen als Funktion der Kopplungsstärke auf ⁴⁵⁾, so erhält man eine Abhängigkeit, die bei kleinen Werten von β ($\beta \leq 0.15$) etwas schwächer als mit β^2 , bei großen Werten von β ($\beta \geq 0.3$) linear in β geht (vgl. Figur 18 rechts oben). Figur 18 zeigt an Hand des differentiellen Wirkungsquerschnitts der inelastischen Protonenstreuung an ¹¹⁴Cd bei 11 MeV

einen Vergleich von DWBA mit CC-Rechnung. Die CC-Rechnung wurde im Rahmen des Vibrationsmodells durchgeführt. Die DWBA überschätzt, wie vermutet, den differentiellen Wirkungsquerschnitt leicht; die Unterschiede zwischen beiden Kurven sind jedoch wegen der kleinen Kopplungsstärke von $\rho = 0.164$ gering. Durch eine Variation der optischen Modellparameter und durch eine Reduzierung der Kopplungsstärke ließen sich diese Unterschiede vermutlich beseitigen. Die DWBA-Rechnung wäre dann ebenso wie die CC-Rechnung in der Lage die experimentellen Punkte zu beschreiben, allerdings führt die Analyse dann zu einer Unterschätzung des Wertes von ρ . Um einen konsistenten Vergleich zwischen den makroskopischen Kernmodellen zu erreichen, insbesondere im Bezug auf höhere Terme, wurden die Analysen in dieser Arbeit nur im CC-Formalismus durchgeführt.

Figur 18: Vergleich von
CC- und DWBA-Rechnungen
für die Reaktion
 $^{114}\text{Cd}(pp_1)$



B) Theoretische Grundlagen zu Teilchen- γ -Winkelkorrelationen

Allgemeine Darstellungen der Theorie der Winkelkorrelationen finden sich z.B. bei Ferguson ⁴⁶⁾, bei Biedenharn und Rose ⁴⁷⁾ und bei Devons und Coldfarb ⁴⁸⁾.

Im folgenden sollen die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit wesentlichen Überlegungen zusammengestellt werden. Dabei wollen wir uns auf Winkelkorrelationen des Typs $A(a,b) B(\gamma) C$ beschränken, wo das emittierte Teilchen b in Koinzidenz mit dem emittierten γ -Quant unter definierten Winkeln beobachtet werden soll (vgl. Figur 19).

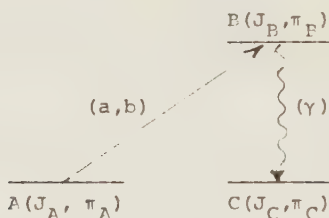


Fig.19: Reaktionsfolge $A(a,b) B(\gamma) C$

Außerdem sei vorausgesetzt, daß alle beteiligten Zustände definierten Spin und definierte Parität besitzen. Die Nomenklatur der folgenden Darstellung ist dieselbe wie bei Pybicki, Tamura und Satchler ⁴⁹⁾ bzw. Debenham und Satchler ⁵⁰⁾.

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die gleichzeitige Emission des Teilchens b und des γ -Quants unter bestimmten Winkeln läßt sich schreiben als

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_b d\Omega_\gamma} (\Theta_b, \phi_b; \Theta_\gamma, \phi_\gamma) = \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{\gamma C}^E}{\Gamma_E} W(\Theta_b, \phi_b; \Theta_\gamma, \phi_\gamma) \quad (1)$$

Das γ -Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_{\gamma C}^E}{\Gamma_E}$ gibt an, mit welcher Bruch-

teil der Zustand B unter γ -Emission in den Zustand C zerfällt; es ist von 1 verschieden, wenn der Zustand B auch über Emission von Teilchen oder Konversionselektronen zerfällt oder einen verzweigten γ -Zerfall ausführt.

Die Winkelkorrelationsfunktion W gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der das γ -Quant in Richtung $(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$ und das Teilchen b in Richtung (θ_b, ϕ_b) emittiert wird; W läßt sich in folgender Form schreiben:

$$W(\theta_b, \phi_b; \theta_\gamma, \phi_\gamma) = \sum_{KQ} B_{KQ}(\theta_b, \phi_b) R_K(\gamma) C_{KQ}(\theta_\gamma, \phi_\gamma) \quad (2)$$

Die $R_K(\gamma)$ -Koeffizienten sind die statistischen Tensoren der γ -Strahlung und beschreiben den Übergang $B(\gamma)C$. Sie sind bezüglich der Emissionsrichtung des γ -Quants definiert und enthalten die Spins J_B und J_C , die Multipolarität der γ -Strahlung und das Mischungsverhältnis δ des γ -Übergangs. Eine genaue Beschreibung dieser Koeffizienten findet sich bei Rose und Brink⁵¹⁾.

Die sphärischen Kugelfunktionen $C_{KQ}(\theta_\gamma, \phi_\gamma) = \sqrt{\frac{4\pi}{2K+1}} Y_{KQ}(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$ enthalten die Winkelabhängigkeit der γ -Strahlung; sie drehen die $R_K(\gamma)$ -Koeffizienten in die Richtung der B_{KQ} -Koeffizienten.

Die Koeffizienten B_{KQ} beschreiben die Anregung des Zustandes F und beinhalten die Emissionsrichtung des Teilchens b; sie sind bis auf die Normierung die statistischen Tensoren ρ_{KQ} des Zustandes B:

$$B_{KQ}(J_B) = \rho_{KQ}(J_B) / \rho_{00}(J_B) \quad (3)$$

In der vorliegenden Arbeit sollen nicht die Eigenschaften der γ -Strahlung, sondern vielmehr der Ablauf der Reaktion $A(a,b)E$ untersucht werden. Deswegen interessieren vor allem die statistischen Tensoren ρ_{KQ} , die die "reduzierten Formen" der Dichtematrixelemente $\rho_{M_P M'_E}$ des Zustandes B sind:

$$\rho_{KQ}(J_B) = \sum_{M_B M'_B} (-1)^{J_B - M'_B} (J_B \ J_B \ M_B - M'_B \ 1 \ KQ) \rho_{M_B M'_B} \quad (4)$$

Die Dichtematrixelemente sind schließlich zusammengesetzt aus den Übergangsamplituden zwischen den magnetischen Unterzuständen im Eingangskanal (a+A) und im Ausgangskanal (b+B) und den Dichtematrizen für die Spins im Eingangskanal, deren Orientierung bei der Reaktion beobachtet wird. Im vorliegenden Fall (gg-Targetkern, d.h. $M_A=0$, und Nichtbeobachtung der Polarisation des emittierten Teilchens b) tritt im Eingangskanal nur die Dichtematrix des polarisierten Strahls $\rho_{m_a m'_a}$ auf und die Dichtematrix des Zustandes B schreibt sich:

$$\rho_{M_B M'_B}(J_B) = \sum_{m_a m'_a M_A m_b} X_{m'_a M_A m_b}^{*} X_{m_a M_A m_b}^{*} \rho_{m_a m'_a}^{*} (\Theta_b, \phi_b) \quad (5)$$

Im folgenden sollen nun die verschiedenen Spezialfälle diskutiert werden, die bei Beobachtung bzw. Nichtbeobachtung der Polarisierungen von Projektil a und Restkern B auftreten.

1. Verwendung von unpolarisierten Projektilen

Zunächst wollen wir uns auf den Fall eines unpolarisierten Strahls von Teilchen a beschränken. Die Strahldichtematrix wird dann zur Einheitsmatrix und die Dichtematrix des Zustands B enthält nur noch die Summe über die Übergangsamplituden.

$$\rho_{M_B M'_B}(J_B) = \sum_{m_a M_A m_b} X_{m'_a M_A m_b}^{*} X_{m_a M_A m_b}^{*} \rho_{m_a m'_a}^{*} (\Theta_b, \phi_b) \quad (6)$$

a) Nichtbeobachtung der Polarisation des Zustandes B

Wird die Polarisation des Zustandes B nicht nachgewiesen, so können nur Diagonalterme der Dichtematrix beobachtet werden.

Deshalb enthält der differentielle Wirkungsquerschnitt nur die Summe der Betragsquadrate der Übergangsamplituden.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_b} = \frac{\sqrt{2J_B+1}}{(2J_A+1)(2s_a+1)} \quad \rho_{00}(J_B) = \frac{1}{(2J_A+1)(2s_a+1)}$$

$$\sum_{M_A M_B} |X_{M_A M_B}|^2 \quad (7)$$

b) Beobachtung der Polarisierung des Zustandes B

Wird die Polarisation des Zustands B (durch gleichzeitige Messung von Teilchen b und γ -Quant) präpariert, so treten in $\rho_{M_B M'_B}(J_B)$ auch gemischte Terme von Übergangsamplituden zu verschiedenem Index M'_B auf (siehe Gl. (6)). Damit enthalten auch die Winkelkorrelationsfunktionen W und der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt (die unmittelbare Meßgröße bei Teilchen- γ -Korrelationsmessungen) Interferenzterme bzgl. M_B .

c) Spezialisierung der Theorie

a) Teilchen- γ -Winkelkorrelationen in der Reaktionsebene

Wir wollen uns auf die Spinfolge $0^+ + 2^+ \rightarrow 0^+$ beschränken. Die einzige erlaubte Multipolarität für den γ -Zerfall ist $L = 2$. Damit ergibt sich für die "in-plane"-Winkelkorrelationsfunktion W:

$$W(\theta_\gamma = 90^\circ, \phi_\gamma; \theta_b = 90^\circ, \phi_b) = \sum_{\substack{K, Q \text{ gerade} \\ K \leq 4 \\ -K \leq Q \leq +K}} \frac{\rho_{KQ}}{\rho_{00}} R_K(2, 2, 2, 0) C_{KQ}(90^\circ, \phi_\gamma) \quad (8)$$

(Bei dieser Beschreibung wurde die z-Achse senkrecht zur Reaktionsebene, $z \parallel \mathbf{k}_a \times \mathbf{k}_b$, gewählt).

Gleichung (8) läßt sich in folgende Form umschreiben (siehe Ref. ⁴⁹⁾)

$$W(\theta_\gamma = 90^\circ, \phi_\gamma; \theta_b = 90^\circ, \phi_b) = A + B \sin^2(\phi_\gamma - \phi_1) + C \sin^2 2(\phi_\gamma - \phi_2) \quad (9)$$

Die Parameter A, B, C, ϕ_1 und ϕ_2 kann man durch die Elemente der Dichtematrix $\rho_{M_B M'_B}$ ausdrücken:

$$A = \frac{5}{4} (\rho_{22-2} - 2|\rho_{2-2}| + \rho_{-2-2} + \rho_{11-2} - 2|\rho_{1-1}| + \rho_{-1-1}) \cdot \frac{1}{\text{Sp } \rho_{M_B M'_B}}$$

$$B = 5|\rho_{1-1}| \cdot \frac{1}{\text{Sp } \rho_{M_B M'_B}}$$

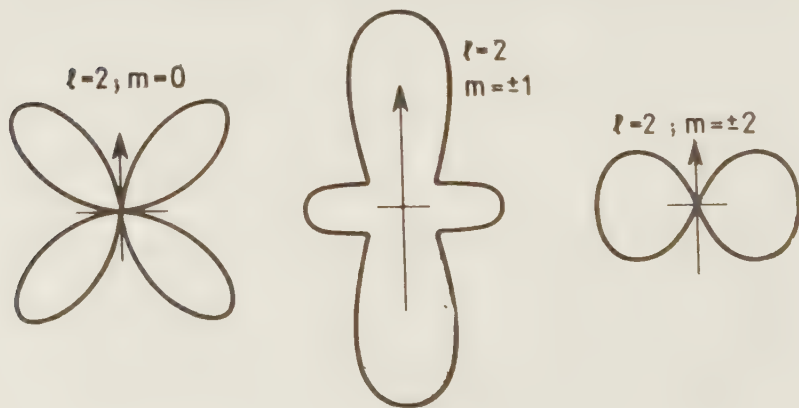
$$C = 5|\rho_{2-2}| \cdot \frac{1}{\text{Sp } \rho_{M_B M'_B}}$$

(10)

$$\phi_K = \frac{1}{2K} \arctan \frac{\text{Im } \rho_{-KK}}{\text{Re } \rho_{-KK}} \quad \text{für } K = 1, 2$$

β) Spinflip-Wahrscheinlichkeit

Wird bei einer Reaktion mit der Spinfolge $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ die koinzidente γ -Strahlung längs der Quantisierungsachse z , die senkrecht zur Reaktionsebene gewählt wird, nachgewiesen, so kann nur die Strahlungskomponente mit $m = \pm 1$ beobachtet werden. Dies kann man aus dem Strahlungsmuster von Quadrupolstrahlung (Figur 20) erkennen. Bei dieser Wahl der z -Achse kann wegen der Reflexionssymmetrie zur Reaktionsebene das Bohr'sche



Figur 20: Strahlungsmuster für Quadrupolstrahlung

Theorem ⁵²⁾ angewendet werden:

$$P_i e^{i\pi \sum_i m_i} = P_f e^{i\pi \sum_f m_f} \quad (11)$$

P_i bzw. P_f : Parität des Eingangs- bzw. Ausgangskanals
 m_i bzw. m_f : Spinprojektionen auf die z-Achse
 In unserem Fall ist $P_i = P_f$, $m_a = \pm 1/2$, $M_A = 0$, $m_b = \pm 1/2$, $M_B = \pm 1, \pm 2$;
 somit ergibt sich:

$$\sum_i m_i - \sum_f m_f = m_a - M_B - m_b = \text{gerade.}$$

Da senkrecht zur Reaktionsebene nur die Bevölkerung von $M_B = \pm 1$ beobachtet werden kann, zeigt ein koinzident nachgewiesenes γ -Quant an, daß ein Spinflip $m_a - m_b = \pm 1$ stattgefunden hat⁺⁾. Zur Spinflipwahrscheinlichkeit liefern nur die Übergangsamplituden $X_{M_B} = \pm 1$ einen Beitrag.

Die Winkelkorrelationsfunktion W , die bei Messungen der Spinflipwahrscheinlichkeit analysiert wird, ist wegen Beobachtung der γ -Strahlung längs der z-Achse unabhängig vom Winkel ϕ_γ ; sie hat folgende Form:

$$W(\theta_\gamma = 0^\circ) = \sum_K E_{KO} P_K(2,2,2,0) \quad (12)$$

Da nur ($M_B = \pm 1$)-Anregung beobachtet werden kann, ergibt sich mit $L = 2$ folgender Zusammenhang mit der Dichtematrix des Zustandes B:

$$W(\theta_\gamma = 0^\circ) = \frac{5}{2} \frac{(\rho_{11} + \rho_{-1-1})}{9 \rho_{M_B} \rho_{M'_B}} \quad (13)$$

Im folgenden soll für die Spinflip Wahrscheinlichkeit die Schreibweise

$$W(\theta_\gamma = 0^\circ; \theta_p = 90^\circ, \phi_p) \equiv W_S(\phi_p) \quad (14)$$

^{+) Dieser Schluß ist nur für Spin-1/2-Teilchen zulässig. Bei Deuteronenstreuung würde man mit dieser Methode nur einen "Halb-Spinflip" ($m_a = 1 \rightarrow m_b = 0$ und $m_a = 0 \rightarrow m_b = -1$ bzw. umgekehrt) messen ⁵³⁾.}

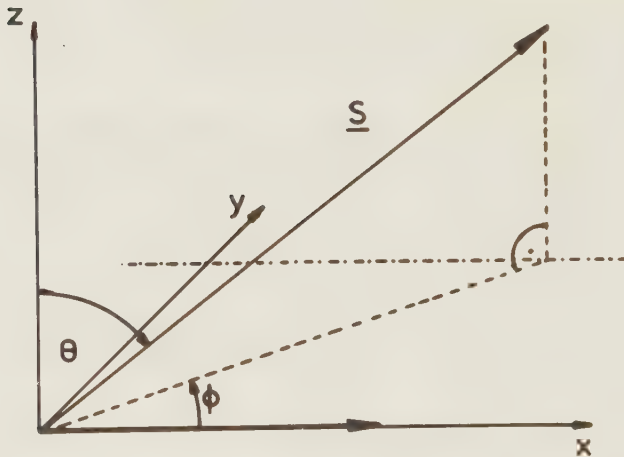
verwendet werden⁴⁾.

2. Verwendung von polarisierten Projektilen

Der Polarisationszustand des Strahls wird durch die Dichtematrix $\rho_{m_a m'_a}$ beschrieben.

Ein Teilchen mit $s_a = 1/2$, dessen Spin in Richtung der Polariswinkel (θ, ϕ) zeigt (siehe Figur 21), wird dargestellt durch den Zustand⁴⁹⁾:

$$|> = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |m_a = +\frac{1}{2}> + e^{i\phi} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) |m_a = -\frac{1}{2}> \quad (15)$$



Figur 21: Orientierung der Spinsymmetrieachse $\underline{s}$ im Targetkoordinatensystem.

+) In Ref.¹⁹⁾ wird die Spinflipwahrscheinlichkeit S definiert als

$$S(\theta_b) = \frac{(\rho_{11} + \rho_{-1-1})}{2\rho_{M_B M'_B}}$$

Damit gilt für die hier definierte Spinflipwahrscheinlichkeit w_S

$$w_S = \frac{5}{2} S$$

Die in Ref.⁵⁴⁾ definierte Größe W ist auf Grund einer anderen Normierung um den Faktor 4π kleiner als die hier definierte Größe W .

Die Dichtermatrix für einen Strahl, der vollständig in dieser Richtung polarisiert ist, lautet dann:

$$\rho_{m_a m'_a} = 2 \begin{pmatrix} \cos^2(\frac{\Theta}{2}) & e^{-i\phi} \cos(\frac{\Theta}{2}) \sin(\frac{\Theta}{2}) \\ e^{i\phi} \cos(\frac{\Theta}{2}) \sin(\frac{\Theta}{2}) & \sin^2(\frac{\Theta}{2}) \end{pmatrix} \quad (16)$$

mit $\text{Sp}(\rho_{m_a m'_a}) = 2 s_a + 1$

Aus den Elementen dieser Dichtermatrix lassen sich analog Gl.(4) nun Tensor Momente t_{kq}^* für den Strahl konstruieren: (Die Buchstaben "k,q" werden in folgenden für die Beschreibung des polarisierten Strahls verwendet).

$$t_{kq}^*(s_a) = \sum_{m_a m'_a} \rho_{m_a m'_a}(s_a) (-1)^{s_a - m'_a} (2s_a + 1)^{1/2} \\ (s_a \ s_a \ m_a \ m'_a | kq) \quad (17)$$

mit der Normierung $t_{00}^* = 1$.

a) Nichtbeobachtung der Polarisation des Endkerns

Bei Nichtbeobachtung der Polarisation des Endkerns werden in der Dichtematrix $\rho_{M_B M'_B}^{kq}(J_B)$ und damit auch in den statistischen Tensoren $\rho_{m_a m'_a}^{kq}(J_B)$ nur Interferenzterme bzgl. des Index m_a beobachtet:

$$\rho_{m_a m'_a}^{kq}(J_B) = \frac{1}{\sqrt{2J_B + 1}} \sum_{M_A M'_A M_B M'_B} X_{m_a M_A M_B M'_B}(\Theta, \phi) \\ X_{m'_a M'_A M'_B M'_B}^*(\Theta, \phi) (-1)^{s_a - m'_a} (2s_a + 1)^{1/2} \\ (s_a \ s_a \ m_a \ m'_a | kq) \quad (18)$$

Mit Hilfe der Analysierstärketensoren T_{kq} , die übereinstimmend mit der Madison Convention⁵⁵⁾ definiert werden:

$$T_{kq} = -\frac{\rho_{kq}}{\rho_{00}} \quad (19)$$

schreibt sich der polarisierte differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{pol}} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} \left[\sum_{\sigma} T_{k\sigma} t_{k\sigma}^* \right] \quad (20)$$

b) Beobachtung der Polarisation des Endkerns

Bei gleichzeitiger Beobachtung der Polarisation des Strahls und der des Endkerns gehen die statistischen Tensoren ρ^{kq} in die sog. Polarisations-transfer-Koeffizienten C_{KQ}^{kq} über, die nun Interferenzterme bzgl. der Indices m_a und m_B enthalten:

$$\begin{aligned} C_{KQ}^{kq}(C, \phi) &= \sum_{m_a, m'_a, m_B, m'_B} X_{m_a, m'_a, m_B, m'_B}^{kq}(C, \phi) X_{m'_a, m'_B, m_B, m'_B}^{*kq}(C, \phi) \\ & \quad (-1)^{s_a - m'_a} (2s_a + 1)^{1/2} \\ & \quad (s_a, s_a, m'_a, -m'_a | kq) (-1)^{J_B - m'_B} (J_B, J_B, m'_B, -m'_B | KQ) \end{aligned} \quad (21)$$

Die vorher verwendeten statistischen Tensoren $\rho^{kq}(J_P)$ und $\rho_{KQ}(J_B)$ für den Fall eines unpolarisierten Strahls stellen einen Spezialfall der C_{KQ}^{kq} -Koeffizienten für $K = Q = 0$ bzw. $k = q = 0$ dar.

Aus den Tensormomenten t_{kq}^* und den Polarisations-transfer-Koeffizienten C_{KQ}^{kq} lassen sich die allgemeinen statistischen Tensoren $\rho_{KQ}(J_B)$ konstruieren:

$$\rho_{KQ}(J_B) = \sum_{kq} t_{kq}^* (s_a) C_{KQ}^{kq}(C, \phi) \quad (22)$$

die eingesetzt in Gleichung (2) die Winkelkorrelationsfunktion bei Verwendung polarisierter Strahlung ergeben.

c) Symmetrieeigenschaften

Bei Experimenten mit polarisierten Teilchen wird meist die z-Achse in Richtung des einfallenden Strahls $\underline{k}_a$ und die y-Achse längs $\underline{k}_a \times \underline{k}_p$, senkrecht zur Reaktionsebene, gewählt⁵⁵⁾. In diesem Koordinatensystem werden die "unpolarisierten" $\rho_{KQ}(J_B)$ reell bzw. imaginär, je nachdem ob k gerade oder un-

gerade ist. Dies gilt i.a. nicht mehr, wenn polarisierte Teilchen verwendet werden. Dafür ist

$$C_{KQ}^{kq}(0, \phi) = (-1)^{F+k} C_{KQ}^{kq}(0, \phi)^* \quad (23a)$$

d.h. die Transferkoeffizienten sind reell bzw. imaginär wenn $(K+k)$ gerade bzw. ungerade ist.

Ist der Strahl in Richtung $k_a \times k_b$ polarisiert, so gibt es nur $t_{kq}(s_a)$ mit $(k - q)$ gerade. Dreht^{+) man bei gleicher Polarisationsrichtung die z-Achse ebenfalls in die Richtung $k_a \times k_b$ so geht die Beziehung aus Gleichung (23a) über in}

$$C_{KQ}^{kq} = 0 \quad \text{für } (Q - q) \text{ ungerade} \quad (23b)$$

Bei dieser Wahl der z-Achse (und Polarisationsrichtung) treten in den Strahlmomente $t_{kq}(s_a)$ nur Terme mit $q = 0$ auf.

d) Spezialisierung der Theorie auf $s_a = \frac{1}{2}$

Wir wollen nun die unter c) aufgeführten Symmetriebeziehungen für die Verwendung von polarisierten Protonen ausnützen.

Die Dichtematrix lautet bei Wahl der z-Achse senkrecht zur Reaktionsebene für vollständige Polarisation des Strahls in + z-Richtung (Spin up $\hat{=}$ $m_a = + \frac{1}{2}$)

$$\rho_{m_a m'_a} = 2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (24a)$$

und für "Spin down"

$$\rho_{m_a m'_a} = 2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (24b)$$

+) Bei Pybicki, Tamura und Satchler⁴⁹⁾ (PTS) werden andere Konventionen im Zusammenhang mit den Drehfunktionen verwendet als bei Edmonds⁵⁶⁾. Es gilt folgender Zusammenhang:

$D_{KM}^J(\text{PTS}) = D_{KM}^{J*}(\text{Edmonds})$ (siehe hierzu auch Ref.⁵⁷⁾).

Für die Tensormomente des Strahls und die Analysierstärkentangensoren gilt:

$$K = 0,1 \quad ; \quad k = 0,1$$

$$Q = q = 0$$

Es kommen also nur t_{00} , T_{00} , t_{10} und T_{10} vor, so daß der polarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt lautet:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{pol}} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} (1 + t_{10}^* T_{10}) \quad (25a)$$

t_{10} nimmt die Werte $+1$ (Spin up) und -1 (Spin down) an (siehe Gleichung (17)).

Für kartesische Koordinaten erhält man (siehe Ref.⁵⁸⁾)

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{pol}} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} (1 + P_z \cdot A_z) \quad (25b)$$

somit erhält man die Beziehung zwischen der Analysierstärke A_z und der Tensorkomponente T_{10}

$$T_{10} = A_z, \text{ da } P_z = t_{10}.$$

Wählt man bei gleicher Polarisationsrichtung die z-Achse in Strahlrichtung und die y-Achse senkrecht zur Reaktionsenebe ($\vec{k}_a \times \vec{k}_b$), so treten folgende Indices auf

$$K = 0,1 \quad ; \quad k = 0,1$$

$$Q = 0, \pm 1 \quad ; \quad q = 0, \pm 1$$

Die Dichtematrix lautet für "Spin up" (in y-Richtung)

$$\rho_{m_a m'_a} = \begin{pmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (26a)$$

und für "Spin down"

$$\rho_{m_a m'_a} = \begin{pmatrix} 1 & -i \\ i & 1 \end{pmatrix} \quad (26b)$$

somit ergibt sich mit Gleichung (17) für die Strahlmomente

$$t_{11}^* = t_{1-1}^* = \frac{1}{\sqrt{2}} i \quad ("Spin\ up") \quad (*)$$

bzw. $t_{11}^* = t_{1-1}^* = \frac{1}{\sqrt{2}} (-i) \quad ("Spin\ down")$

Wegen $T_{11} = T_{1-1}$ schreibt sich nun der polarisierte differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{pol} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{unpol} (1 + 2 t_{11}^* T_{11}) \quad (27a)$$

Die entsprechende Darstellung in kartesischen Koordinaten lautet

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{pol} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{unpol} (1 + P_y A_y) \quad (27b)$$

Mit Hilfe von (*) und $P_y = 1$ ergibt sich folgende Beziehung zwischen der Analysierstärke A_y und der Tensorkomponente T_{11}

$$i T_{11} = \frac{1}{2} A_y$$

Für den Fall einer Teilchen- γ -Winkelkorrelation mit polarisierten Projektilen lassen sich die statistischen Tensoren ρ_{KQ} analog zu Gleichung (20) schreiben, wenn man die Koeffizienten g_{KQ}^{kq} einführt:

$$g_{KQ}^{kq} = c_{KQ}^{kq} / c_{KQ}^{00}$$

$$\begin{aligned} \rho_{KQ}(J_B) &= \rho_{KQ}^{unpol}(J_B) \sum_{kq} g_{KQ}^{kq} t_{kq}^* \\ &= \rho_{KQ}^{unpol}(J_B) + \sum_{k>0, q} c_{KQ}^{kq} t_{kq}^* \end{aligned} \quad (28)$$

Legt man die z-Achse - wie es bei Korrelationsexperimenten von Vorteil ist - senkrecht zur Reaktionsebene so ergibt sich:

$$\begin{aligned}\rho_{KQ}(J_B) &= \rho_{KQ}^{\text{unpol}}(J_B) \quad g_{KQ}^{10} t_{10}^* \\ &= \rho_{KQ}^{\text{unpol}}(J_B) + G_{KQ}^{10} t_{10}^*\end{aligned}\quad (29)$$

Bildet man mit diesen statistischen Tensoren die Winkelkorrelationsfunktion W (Gl. (2)) und setzt diese in Gleichung (1) ein, so erhält man den "polarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt":

$$\begin{aligned}\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_b d\Omega_\gamma}(\theta_b, \phi_b; \theta_\gamma, \phi_\gamma) &= \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{\gamma C}^B}{\Gamma_B} W(\theta_b, \phi_b; \theta_\gamma, \phi_\gamma) \frac{d\sigma}{d\Omega_b}(\theta_b, \phi_b) \Big|_{\text{pol}} \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_{\gamma C}^B}{\Gamma_B} \frac{\sqrt{2J_B + 1}}{(2J_A + 1)(2s_a + 1)} \\ &\quad \sum_{KQ} \rho_{KQ}(J_B) R_K(\gamma) C_{KQ}(\theta_\gamma, \phi_\gamma)\end{aligned}$$

(Die Winkelabhängigkeit wird im folgenden der Übersichtlichkeit wegen nicht mehr aufgeführt.)

Bei Messungen des polarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts hat sich die Auftragung der Analysierstärke bewährt. Hier soll nun die Korrelationsasymmetrie (CA) eingeführt werden, die auf analoge Weise aus dem polarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt gebildet wird:

$$CA = \frac{\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_b d\Omega_\gamma} \Big|_{+-} - \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_b d\Omega_\gamma} \Big|_{++}}{\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_b d\Omega_\gamma} \Big|_{+-} + \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_b d\Omega_\gamma} \Big|_{++}} \quad (30)$$

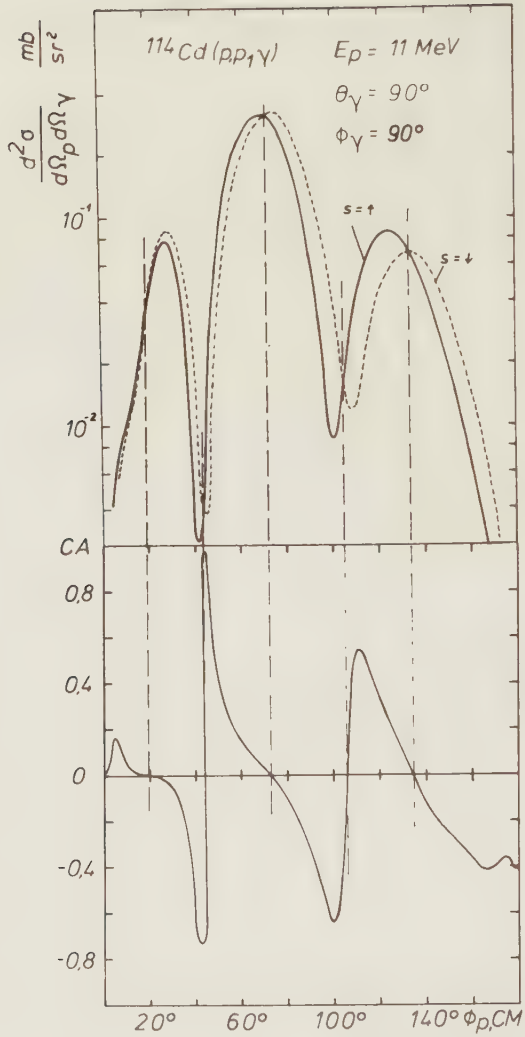
Speziell im vorliegenden Fall ist:

$$CA = \frac{\sum_{KQ} \left[(\rho_{KQ}^{\text{unpol}} + G_{KQ}^{10} t_{10}^* \Big|_{+-}) - (\rho_{KQ}^{\text{unpol}} + G_{KQ}^{10} t_{10}^* \Big|_{++}) \right] R_K C_{KQ}}{\sum_{KQ} \left[(\rho_{KQ}^{\text{unpol}} + G_{KQ}^{10} t_{10}^* \Big|_{+-}) + (\rho_{KQ}^{\text{unpol}} + G_{KQ}^{10} t_{10}^* \Big|_{++}) \right] R_K C_{KQ}}$$

$$CA = \frac{\sum_{KQ} C_{KQ}^{10} P_K C_{KQ}}{\sum_{KQ} \rho_{KQ}^{unpol} P_K C_{KQ}}$$

Neben der Information der unpolarisierten Korrelation enthält die Korrelationsasymmetrie zusätzliche Informationen über den Polarisationsübertrag des Projektils auf den Targetkern.

In Figur 22 sind CC-Rechnungen im Vibrationsmodell zum doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt für "Spin up" und "Spin down" zusammen mit der daraus extrahierten Korrelationsasymmetrie gezeigt. Die Nulldurchgänge der Korrelationsasymmetriekurve liegen bei den Winkeln, bei denen die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für "Spin up" und für "Spin down" den gleichen Wert annehmen. In den Winkelbereichen, in denen die Wechselwirkung für "Spin up" stärker ist als für "Spin down", ergibt sich in der Korrelationsasymmetrie ein positiver Verlauf.



Figur 22: Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte für
 "Spin up" und "Spin down" und daraus gewonnene
 Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1 \gamma)$
 ($\theta_\gamma = \phi_\gamma = 90^\circ$; Vibrationsmodell set I)

IV. Ergebnisse und Diskussion

Die Analyse der experimentellen Daten für ^{114}Cd erfolgte mit der Methode gekoppelter Kanäle (CC). Folgende Meßgrößen wurden analysiert:

- 1) die differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen Protonenstreuung
- 2) die Analysierstärken aus der elastischen und inelastischen Streuung von polarisierten Protonen
- 3) der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für 6 verschiedene Stellungen des γ -Detektors in der Reaktions-ebene und die daraus ermittelten Parameter A , C und ϕ_2 der "in plane"-Korrelationsfunktion, sowie die Spinflip-wahrscheinlichkeit W_S
- 4) die Korrelationsasymmetrie für 6 verschiedene Stellungen des γ -Detektors, die aus der Messung von $(\vec{p}_1 \gamma)$ -Winkelkorrelationen mit polarisierten Protonen erhalten wurde.

Die CC-Analysen wurden im Rahmen der Modelle des harmonischen Vibrators und des starren symmetrischen Rotators durchgeführt. Bei den Rechnungen im Rotationsmodell wurde zusätzlich der Einfluß des Vorzeichens der Quadrupoldeformation auf die gemessenen Größen untersucht.

Es wurde zunächst versucht, eine möglichst gute Beschreibung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen Streuung zu erreichen. Die Anpassung geschah mit dem CC-Code ECIS 72³⁶⁾; mit den "best fit"-Parametersätzen des optischen Potentials wurden dann die unter Punkt 2 - 4 genannten Polarisations- und Korrelationsgrößen mit Hilfe der Programme INCH³⁵⁾ und CWKS⁵⁹⁾ berechnet und mit den experimentellen Werten verglichen. Die Abhängigkeit der einzelnen Meßgrößen von den verschiedenen Modellparametern wird in Anhang B diskutiert.

Wie in Kap. III, A2 gezeigt, lassen sich die Unterschiede, die durch die verschiedene Beschreibung im Vibrationsmodell und im Rotationsmodell und durch die Verwendung von prola-

ter ($\beta > 0$) und oblater ($\beta < 0$) Quadrupoldeformation auftreten, noch recht anschaulich verstehen, wenn man nur eine Kopplung von Grundzustand ($I^\pi = 0^+$) und erstem angeregten Zustand ($I^\pi = 2^+$) berücksichtigt. Neben der Anschaulichkeit dieser Kopplung bringen die Rechnungen in $0^+ - 2^+$ -Kopplung im Gegensatz zu den Rechnungen in höherer Kopplung den Vorteil eines vertretbaren Rechenzeitaufwandes. Die meisten Analysen in der vorliegenden Arbeit wurden daher in $0^+ - 2^+$ -Kopplung durchgeführt. Dabei wurden bei den Rechnungen im Vibrationsmodell die Entwicklung des Potentials bis zur 1. Ordnung berücksichtigt⁺⁾. Die Ergebnisse dieser Analysen werden in Kapitel A diskutiert. In Kapitel B werden auch Analysen unter Berücksichtigung der Ankopplung höherer Zustände durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, daß der Einfluß von Termen höherer Ordnung relativ gering ist.

A) Coupled-Channels-Analysen in $0^+ - 2^+$ -Kopplung

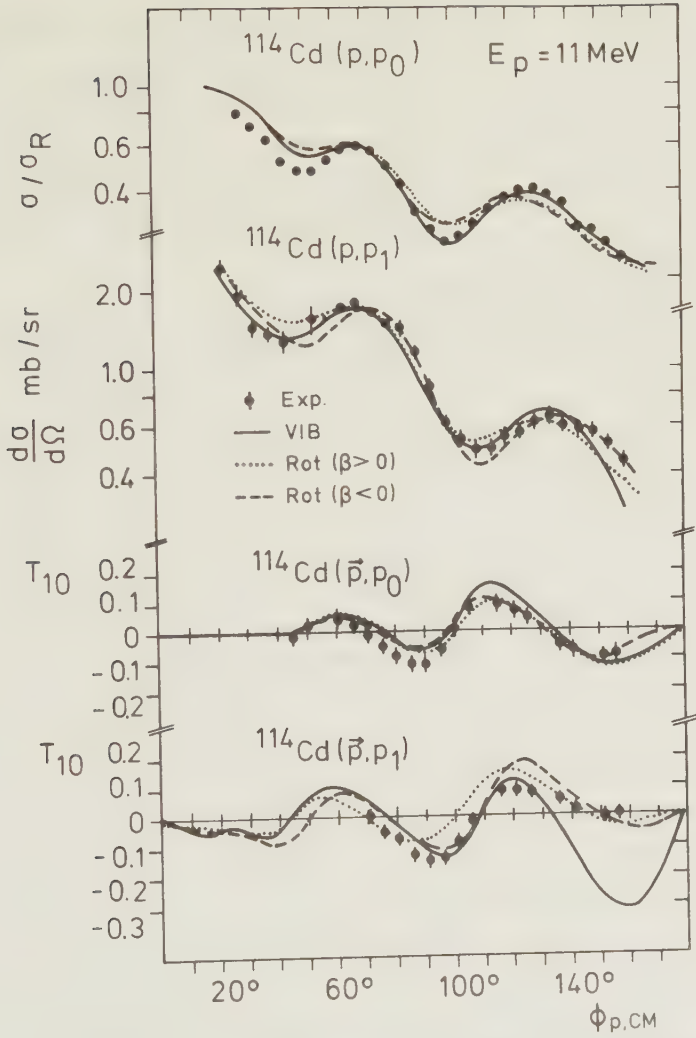
1. Bestimmung der Modellparameter durch Anpassung an die differentiellen Wirkungsquerschnitte

In Figur 23 oben werden die experimentellen Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen Protonenstreuung, gemessen bei einer Einschüßenergie von 11 MeV im Winkelbereich $20^\circ \leq \phi_{p,CN} \leq 160^\circ$, mit den "best fits" der CC-Analysen verglichen.

Sämtliche CC-Rechnungen (Vibrationsmodell, Rotationsmodell mit $\beta > 0$, Rotationsmodell mit $\beta < 0$) liefern im gesamten Meßbereich eine nahezu quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitten.

Die Potentialparameter dieser "best fit"-Rechnungen sind im Anhang tabelliert. Die Startwerte für das optische Potential der CC-Analysen wurden aus einer früheren Arbeit von Stelson et al.¹²⁾ entnommen, in der die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p')$ bei 13 MeV gemessen

+) Der Einfluß von Termen zweiter Ordnung (in der Taylor-Entwicklung des optischen Potentials) auf die Rechnungen zu den verschiedenen Meßgrößen wird in Anhang E diskutiert.



Figur 23: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit den CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).

wurden. Die erhaltenen Werte für die Größe der Quadrupoldeformation $\beta_2 = 0.164$ (Vibrationsmodell) und $\beta_2 = + 0.172$ bzw. $\beta_2 = - 0.185$ (Rotationsmodell) sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen früherer Arbeiten^{12, 60}). Bemerkenswert ist, daß die Rechnungen zu oblater Deformation einen betragsmäßig größeren Wert liefert, als die zu prolater Deformation. Dieses Verhalten kann man auch bei Analysen von α -Streudaten feststellen⁽¹⁾.

2. Diskussion der Analysierstärken

Im unteren Teil der Figur 23 werden die Analysierstärken der elastischen und inelastischen Protonenstreuung für den Winkelbereich $40^\circ \leq \phi_{p,CM} \leq 160^\circ$ bzw. $70^\circ \leq \phi_{p,CM} \leq 160^\circ$ gezeigt. (Da die z-Achse senkrecht zur Reaktionsebene gewählt wurde, ist hier die Tensorkomponente T_{10} der Analysierstärke aufgetragen). Auffallend ist, daß die experimentellen Analysierstärken im gesamten Meßbereich den verhältnismäßig kleinen Wert $T_{10} = 0.2$ nicht übersteigen. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit Untersuchungen von Raynal⁽²⁾, der für Kerne in der Nähe einer abgeschlossenen Protonenschale bei offener Neutronenschale (für ^{114}Cd ist $Z = 48$) kleine Analysierstärken feststellt. In der elastischen Analysierstärke zeigen sich bei den Rechnungen zu den verschiedenen Reaktionsmodellen praktisch keine Unterschiede. In den Rechnungen zur Analysierstärke der inelastischen Streuung ergeben sich dagegen kleine Unterschiede.

So erkennt man hier eine Phasenverschiebung der Rotationsrechnung zu prolater Deformation im Vergleich zu der Rotationsrechnung mit oblater Deformation und zu der Vibrationsrechnung. Im Winkelbereich $80^\circ \leq \phi_{p,CM} \leq 120^\circ$ liefern die Rotationsrechnung oblater Deformation ($\beta_2 < 0$) und die Vibrationsrechnung die bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, bei den übrigen Winkeln die Rotationsrechnung zu prolater Deformation ($\beta_2 > 0$). Bei extremen Rückwärtswinkeln ergibt die Vibrationsrechnung einen stark negativen Verlauf (vgl. jedoch Abschnitt B1), was durch

die experimentellen Werte nicht bestätigt werden kann.

Insgesamt gesehen sind aber alle Rechnungen in der Lage, die experimentellen Analysierstärken zufriedenstellend zu beschreiben.

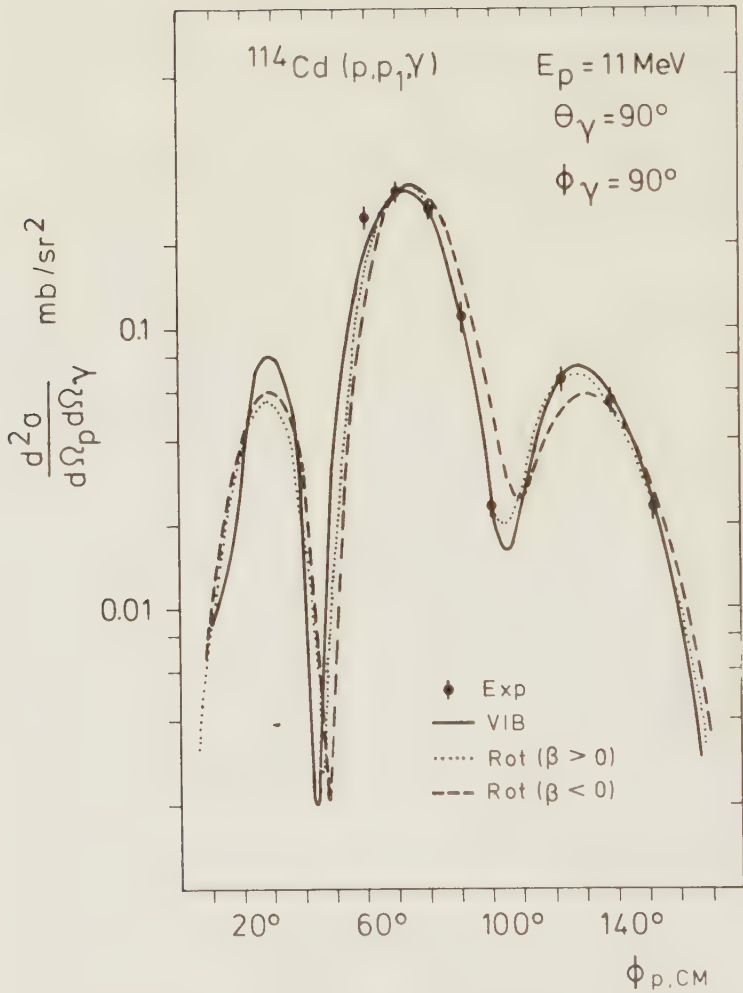
3. Diskussion der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte Protonen

Es stellt sich nun die Frage, ob die bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten und Analysierstärken gefundene gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment auch bei den Korrelationsgrößen erhalten bleibt, und ob sich hier eventuell größere Unterschiede in den Rechnungen mit den verschiedenen Reaktionsmodellen bzw. zu den verschiedenen Vorzeichen der Quadrupoldeformation ergeben.

Analysen mit α -Teilchen an Kernen der sd-Schale haben eine ausgeprägte Sensitivität der Winkelkorrelationsgröße C auf das Vorzeichen der Quadrupoldeformation gezeigt. Es muß untersucht werden, ob diese Sensitivität auch für $p\gamma$ -Winkelkorrelationen an dem hier untersuchten Kern ^{114}Cd auftritt. Insbesondere ist interessant, welchen Einfluß das verwendete Reaktionsmodell auf die verschiedenen Korrelationsgrößen hat, und welche von diesen besonders empfindlich reagieren. Um diese Punkte zu prüfen, wurden zunächst unpolarisierte doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte für mehrere Positionen des γ -Detektors in der Reaktionsebene gemessen.

In Figur 24 wird der experimentelle doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die Stellung des γ -Detektors^{+) un-}ter $\phi_\gamma = -75^\circ$ in der Reaktionsebene mit den Vorhersagen der CC-Rechnungen verglichen. Die Modellparameter wurden dabei - wie auch bei den folgenden Meßgrößen - unverändert aus den Wirkungsquerschnitts-Analysen übernommen. Die Teilchendetektoren waren in dem Winkelbereich 45° bis 115° angeordnet. Aus dem Vergleich zwischen Theorie und Experiment

+) Das Minuszeichen bedeutet, daß sich Teilchen- und γ -Detektor auf verschiedenen Seiten vom Strahl befinden.



Figur 24: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1 \gamma)$ im Vergleich mit den CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).

ist zu ersehen, daß die Rechnung im Rahmen des Vibrationsmodells gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefert. Die theoretischen Kurven zum Rotationsmodell zeigen für oblate und prolata Deformation einen merklich verschiedenen Verlauf⁺⁾ ; nur die Rotationsrechnung zu prolater Deformation kann das Experiment im gesamten Winkelbereich gut beschreiben.

In Figur 24 ist der unpolarisierte doppelt differentiell Wirkungsquerschnitt für die γ -Stellung unter 90° in der Reaktionsebene aufgetragen, gemessen für Teilchenwinkel zwischen 60° und 150° . Auch hier kann die Rotationsrechnung zu oblater Deformation das Experiment nicht befriedigend beschreiben. Derselbe Befund ergibt sich für die Messung unter $\phi_\gamma = -75^\circ$ und $\phi_\gamma = -97.5^\circ$ in der Reaktionsebene (siehe Figur 25 und Figur 26) bei gleicher Stellung der Teilchendetektoren, so daß die Analyse des unpolarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts folgendes Resultat liefert:

Die experimentellen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte werden durch die Rechnungen im Vibrationsmodell und im Rotationsmodell mit prolater Deformation gut beschrieben. Der Fall oblater Deformation kann damit ausgeschlossen werden.

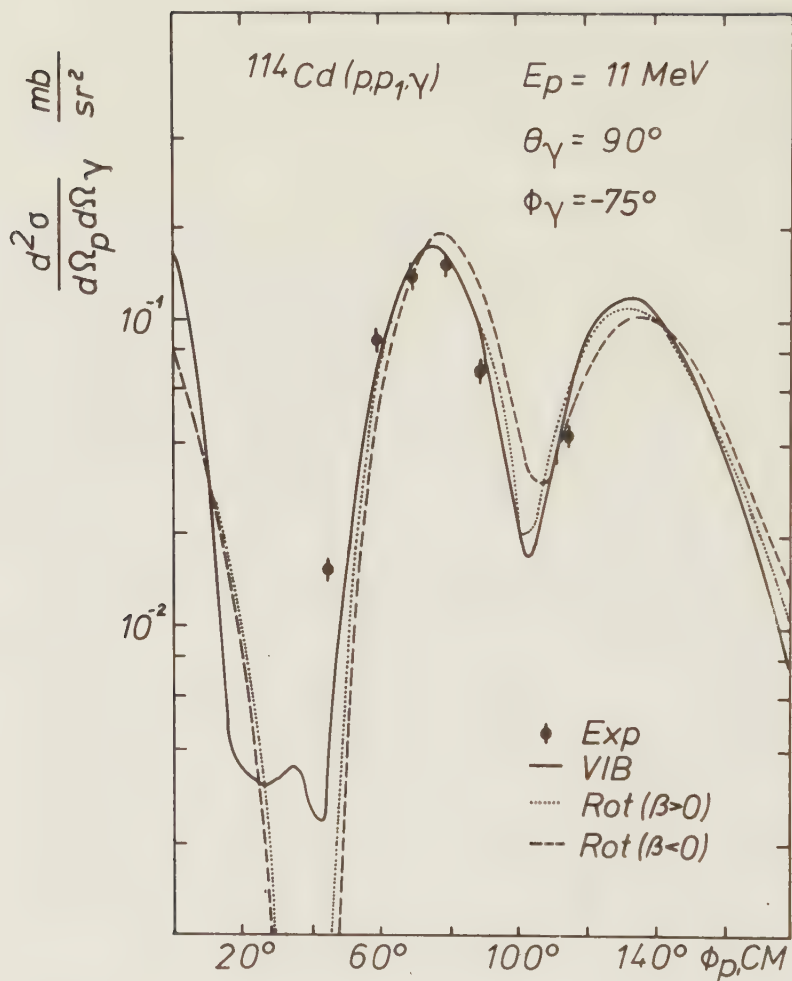
4. Diskussion der Parameter der Winkelkorrelationsfunktion

Die Ergebnisse des unpolarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts lassen sich in den Parametern der Winkelkorrelationsfunktion W in komprimierter Form erfassen.

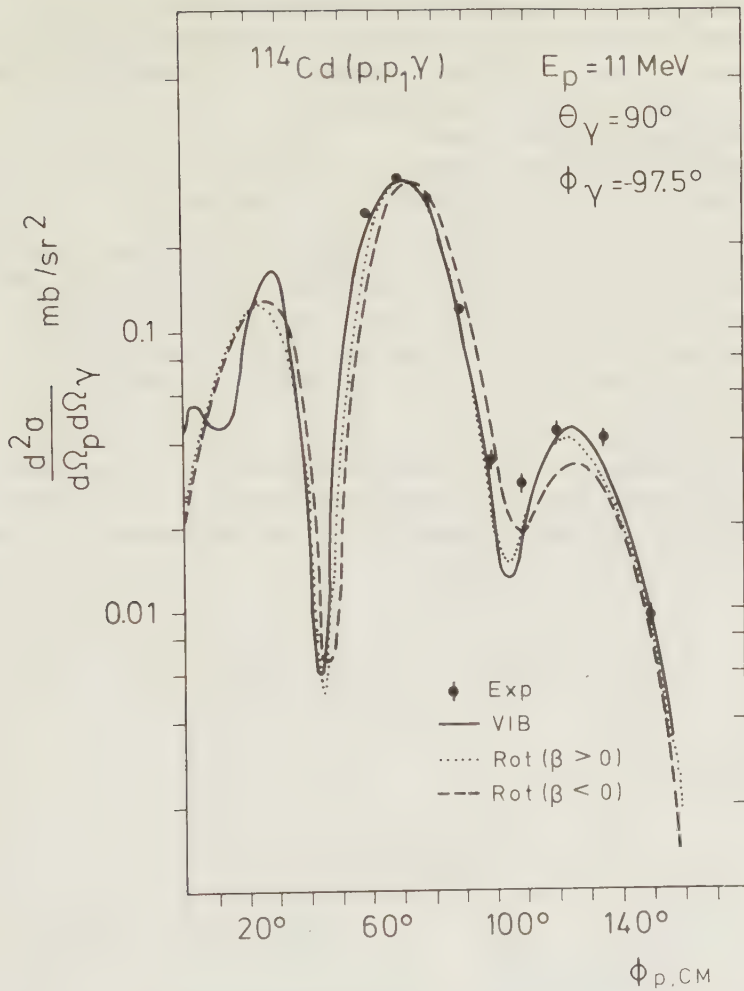
Wie bereits in Kapitel III. B gezeigt, läßt sich die in plane-Winkelkorrelationsfunktion W in folgender Form schreiben:

$$W = A + B \sin^2 (\phi_\gamma - \phi_1) + C \sin^2 2 (\phi_\gamma - \phi_2) \quad (*)$$

+) Der Unterschied zwischen den verschiedenen Modellrechnungen erweist sich im Falle von ^{114}Cd als relativ gering. Grund dafür ist der kleine Betrag der Quadrupoldeformation. Für größere Quadrupoldeformationen ergeben sich größere Unterschiede zwischen den Rechnungen, wie am Beispiel der Reaktion $^{24}\text{Mg}(p,p')$ in Abschnitt D gezeigt wird.



Figur 25: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).



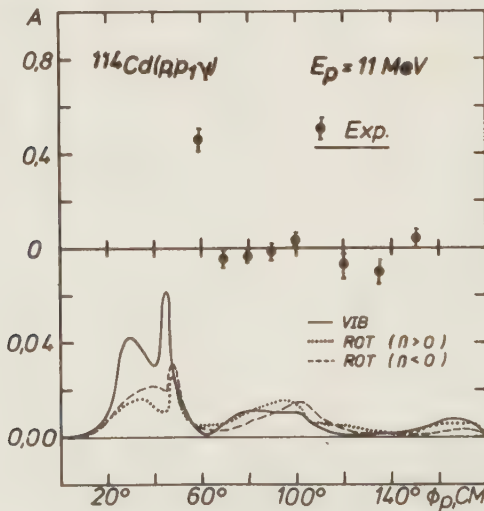
Figur 26: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).

Für den Fall $B \approx 0$ lassen sich unter Vernachlässigung des zweiten Terms in (*) mit Hilfe des Programms WFIT³¹⁾ die Größen A, C und ϕ_2 für jeden gemessenen Teilchenwinkel bestimmen, wenn die Winkelkorrelation für eine ausreichende Anzahl γ -Stellungen gemessen wurde.

Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, ist die Annahme $B = 0$ für Teilchenwinkel $\phi_{p,CM} \leq 120^\circ$ gerechtfertigt.

In Figur 27 sind experimentelle und theoretische Werte für die Größe A aufgetragen. Die Rechnungen liefern in Übereinstimmung mit dem Experiment sehr kleine Werte für A. Die einzelnen CC-Rechnungen ergeben zwar verschiedene Verläufe für A, die wegen des kleinen Betrages dieser Größe jedoch nicht meßbar sind.

Untersuchungen mit α -Teilchen bei niedriger Einschußenergie haben gezeigt, daß diese Größe A sehr empfindlich auf die Anwesenheit schon von kleinen Compoundanteilen reagiert⁶³⁾. Dort wurden experimentelle Werte von A bis zu 0.6 gemessen.

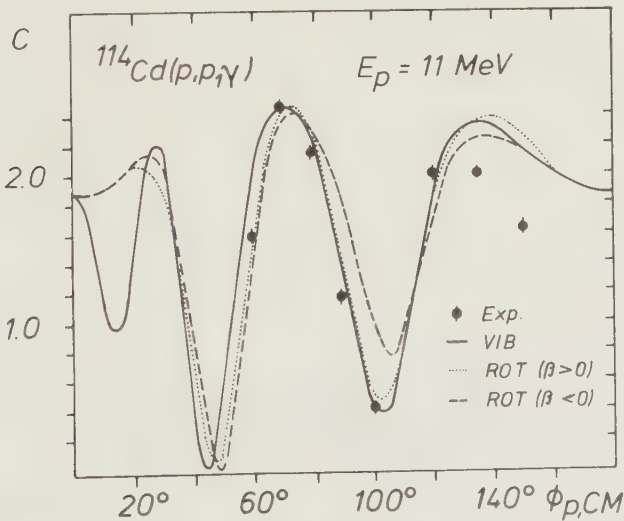


Figur 27: Experimentelle Größe A für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-best fit-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (O^+2^+ -Kopplung).

Die in der vorliegenden Arbeit gewessene kleine Kernpolarisation A läßt schließen, daß die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ fast ausschließlich direkt abläuft.

In Figur 28 wird die Amplitude C der Korrelationsfunktion aufgetragen. Bis zu $\phi_{p,CM} = 120^\circ$ werden die experimentellen Werte für C gut durch die Rechnungen im Vibrationsmodell und im Rotationsmodell mit $\beta > 0$ beschrieben. Für größere Teilchenwinkel ist die Annahme $B = 0$ nicht mehr gerechtfertigt (siehe Abschnitt 6); deswegen ergeben sich hier auch Abweichungen von der Theorie.

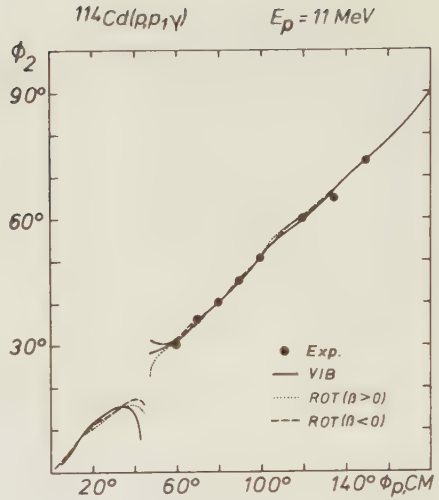
Figur 29 zeigt die Phase ϕ_2 zwischen den Übergangsamplituden $X_{1,E} = -2$ und $X_{M,L} = +2$ (vgl. Kap. III. B). Die CC-Rechnungen liefern für Rotations- und Vibrationsmodell nahezu die selben Kurven für ϕ_2 ; lediglich im Winkelbereich $40^\circ \leq \phi_{p,CM} \leq 50^\circ$ ergeben sich Unterschiede. In diesem Bereich, in dem das erste Minimum des differentiellen Wirkungsquerschnitts liegt, tritt ein Phasensprung in ϕ_2 auf. Der experimentelle Verlauf der Phase ϕ_2 wird durch alle Rechnungen sehr gut wiedergegeben.



Figur 26: Experimentelle Größe C für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-Best fit-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).

Figur 29: Experimen-

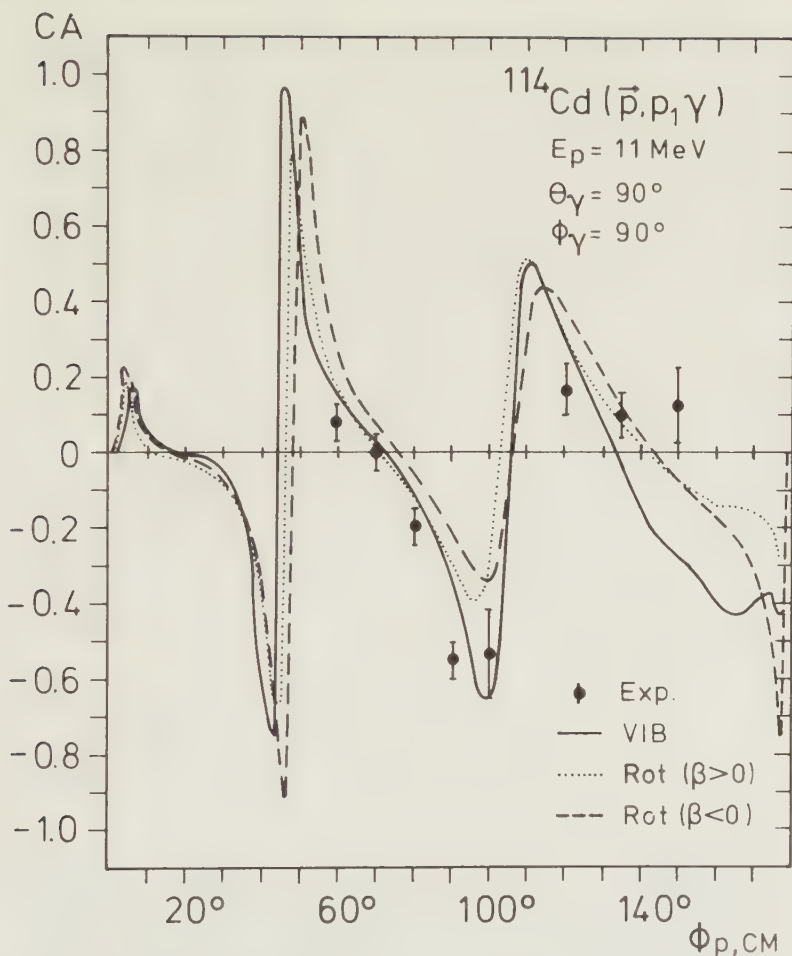
telle Phase ϕ_2 für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-best fit-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).



5. Diskussion der Korrelationsasymmetrie

Im unpolarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt treten Interferenzterme bezüglich F_D auf, im polarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt hingegen noch zusätzlich Interferenzterme bezüglich m_a . Es stellt sich daher die Frage, ob der polarisierte doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt detailliertere Informationen über den Reaktionsmechanismus liefert als der unpolarisierte, und ob die Verwendung von polarisierten Teilchen bei Korrelationsmessungen eine Entscheidung zugunsten eines der verwendeten Reaktionsmodelle liefern kann.

In Figur 30 werden experimentelle Korrelationsasymmetrien, die man analog zur Analysierstärke erhält (vgl. Kap.III.B), mit den CC-"best fit"-Rechnungen verglichen. Die Teilchendetektoren standen im Winkelbereich 60° bis 150° , der γ -Detektor in der Reaktionsebene $\phi_Y = 90^\circ$. Hier ergeben sich im Gegensatz zum unpolarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt Unterschiede in den einzelnen CC-Rechnun-



Figur 30: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1 \gamma)$ im Vergleich mit den CC-best fit-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).

gen, speziell auch zwischen der Rotationsrechnung zu prolater Deformation und der Vibrationsrechnung. Es fällt auf, daß der Verlauf des Experiments im Rückwärtswinkelbereich von keiner der Kurven beschrieben werden kann. Im nächsten Kapitel B wird gezeigt, daß das Spin-Bahn-Potential den Verlauf der Rechnungen zur Korrelationsasymmetrie vor allem im Rückwärtswinkelbereich beeinflusst, und daß durch eine geringfügige Variation der Parameter des Spin-Bahn-Potentials eine bessere Übereinstimmung in diesem Winkelbereich erreicht werden kann. Die Variation wurde in Figur 30 nicht vorgenommen, um die verschiedenen Modelle konsistent vergleichen zu können, d.h. für alle Modelle wurden die Parameter aus den "best fits" der differentiellen Wirkungsquerschnitte gewonnen und damit alle übrigen Meßgrößen berechnet.

Im Gegensatz zum Rückwärtswinkelbereich wird der Verlauf der Rechnungen im Winkelbereich $80^\circ - 100^\circ$, wo ebenfalls große Unterschiede zwischen den Rechnungen zu den verschiedenen Modellen auftreten, durch das Spin-Bahn-Potential wenig beeinflusst. Daher kann das Vibrationsmodell an Hand dieser Korrelationsasymmetrie favorisiert werden.

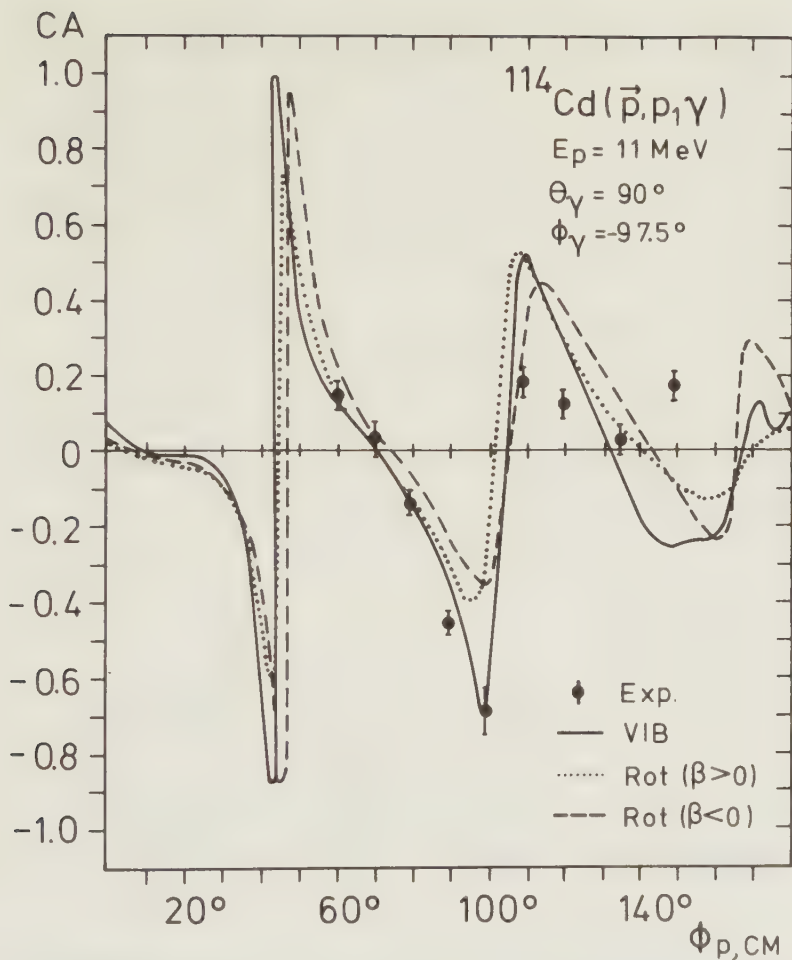
Die Figur 31 zeigt die Korrelationsasymmetrie für die γ -Stellung $\phi_\gamma = -97.5^\circ$ in der Reaktionsebene für die Teilchenwinkel $60^\circ \leq \phi_{p,CM} \leq 150^\circ$. Der Vergleich zwischen Experiment und Theorie liefert - wie auch für die übrigen gemessenen Korrelationsasymmetrien - die gleichen Aussagen:

An Hand der Korrelationsasymmetrie zeigt sich, daß das Rotationsmodell bei Annahme einer oblaten Deformation zur Beschreibung von ^{114}Cd nicht geeignet ist. Das Rotationsmodell zu prolater Deformation kann nicht endgültig ausgeschieden werden, da das Spin-Bahn-Potential nicht eindeutig festgelegt werden kann.

Trotzdem bleibt festzustellen, daß das Vibrationsmodell insgesamt die beste Beschreibung der Daten liefert.

6. Diskussion der Spinflipwahrscheinlichkeit

Die Spinflipwahrscheinlichkeit W_S gewinnt man aus dem Verhältnis vom unpolarisierten doppelt differentiellen und einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt (siehe Kap.III.B).



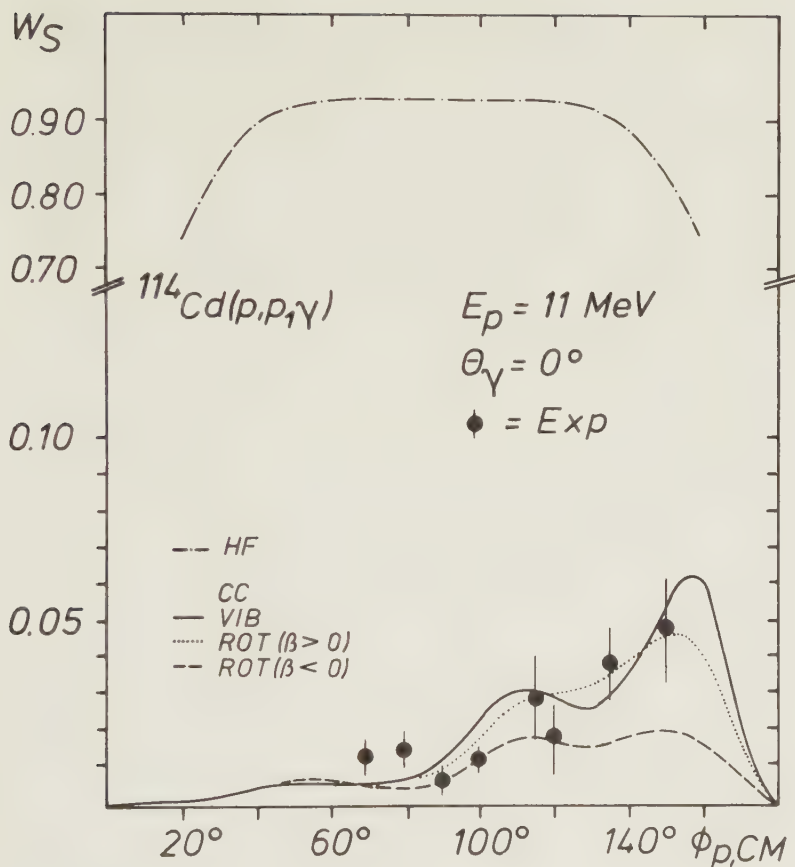
Figur. 31: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1 \gamma)$ im Vergleich mit den CC-best fit-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).

In Figur 32 sind die experimentellen Werte für die Spinflipwahrscheinlichkeit W_S zusammen mit den oben diskutierten CC-Rechnungen zu Vibrations- und Rotationsmodell aufgetragen. Experiment und Theorie liefern übereinstimmend sehr kleine Werte für W_S . Die Vibrationsrechnung und die Rotationsrechnung unter Annahme prolater Deformation liefern im Rahmen der experimentellen Fehler eine gute Beschreibung der Daten, während die Kurve zu oblater Deformation den Rückwärtsanstieg der experimentellen Werte nicht wiedergeben kann.

Der Term B aus Gleichung (*) ist proportional zu $|x_{m_B} = +1| |x_{m_B} = -1|$ (siehe Kap. III.B) und wird daher auch der "Spinflipterm" genannt. Im letzten Kapitel wurde zur Bestimmung der Größen A, C und ϕ_2 die Annahme $B = 0$ verwendet. Wie man aus der experimentellen Spinflipwahrscheinlichkeit sieht, ist diese Annahme zwar für Vorwärtswinkel gerechtfertigt, für Rückwärtswinkel ($\phi_{p,CM} \geq 120^\circ$) aber nicht mehr gut erfüllt. Aus diesem Grund dürfen die vorliegenden experimentellen Werte für A, C und ϕ_2 nur für Vorwärtswinkel betrachtet werden.

Die Ergebnisse aus der Diskussion der Größe A deuteten darauf hin, daß bei der Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p\gamma)$ Compoundprozesse keine Rolle spielen. Aus Untersuchungen an ^{54}Fe und ^{60}Ni (64) weiß man, daß auch die Spinflipwahrscheinlichkeit eine empfindliche Meßgröße für eventuell vorhandene Compoundanteile ist. Die Reaktion $^{54}\text{Fe}(p, p')$ läuft bei $E_p = 10$ MeV zu wesentlichen Teilen über den Compoundmechanismus ab, was sich in großen experimentellen Werten für die Spinflipwahrscheinlichkeit ($W_{S,exp} \approx 1,25$) niederschlägt.

Bei der hier diskutierten Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)$ ergeben sich dagegen sehr kleine Werte für W_S . Auch im Maximum bei $\phi_{p,CM} \approx 150^\circ$ erreicht die Spinflipwahrscheinlichkeit nur einen Wert von $W_S = 0.05$. Eine nur über Compoundprozesse ablaufende Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)$ würde einen nahezu konstanten Verlauf für W_S ($W_S \approx 0.9$) liefern, wie die strichpunktierte Kurve in Figur 32 zeigt, die mit Hilfe einer Hauser-Feshbach-Rechnung erhalten wurde. Aus einer Addition von direktem und Compound-



Figur 32: Experimentelle Spinflipwahrscheinlichkeit W_S für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-best fit-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (0^+2^+ -Kopplung).

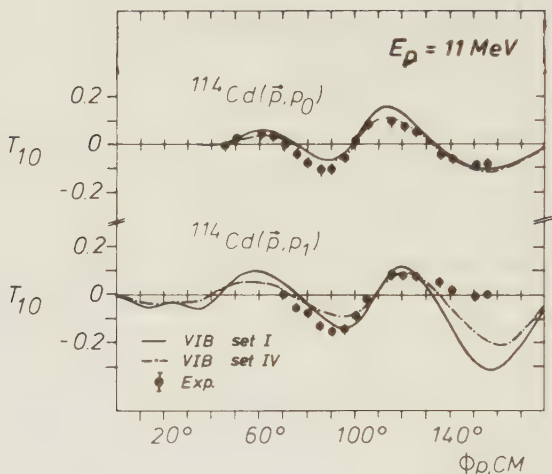
Anteil können durch Anpassung an das Experiment prinzipiell die beiden Anteile extrahiert werden; an einem entsprechenden Additionsprogramm wird zur Zeit gearbeitet ⁶⁵⁾. Aus der Tatsache, daß die experimentellen Werte für die Spinflip-Wahrscheinlichkeit sehr klein sind und von den CC-Rechnungen im Gegensatz zu den HF-Rechnungen gut beschrieben werden, kann man schließen, daß eine solche Analyse verschwindend kleine Compoundanteile liefern wird. Diese Tatsache ist für die Untersuchung der Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)$ wichtig, da eine Analyse im Rahmen direkter Reaktionsmodelle durch die Anwesenheit von Compoundanteilen erschwert ist.

B. Einfluß des Spin-Bahn-Potentials

1. Modifizierung der Modellparameter durch zusätzliche Anpassung an die Analysierstärken

Die Anpassung in O^{+2+} -Kopplung wurde mit dem CC-Code ECIS 72 vorgenommen. Dieses Programm sieht nur eine Anpassung der Wirkungsquerschnitte vor. Systematische Untersuchungen haben ergeben, daß Parameter des Spin-Bahn-Potentials nicht so sensitiv in den einfach und den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt eingehen wie in die Analysierstärke und in die Korrelationsasymmetrie. Die V_{SO} -Parameter, entnommen aus den "best fits" von Stelson et al.¹²⁾, wurden daher bei den Wirkungsquerschnittsanalysen festgehalten. Da diese Werte jedoch aus 13 MeV-Streudaten gewonnen wurden, ist nicht sichergestellt, daß sie auch die vorliegenden Messungen bei 11 MeV optimal wiedergeben. Obwohl dieses V_{SO} -Potential die Daten bereits gut beschreibt, wäre eine zusätzliche Anpassung z.B. an die Analysierstärke, wünschenswert, um zu prüfen, ob bisher getroffene Aussagen bei Verwendung eines "besseren" V_{SO} -Potentials modifiziert werden müssen.

Mit dem CC-Code INCH³⁵⁾ und der Fit-Programm MINUIT⁶⁾ wurde ein Programm erstellt, das eine simultane Anpassung an elastische und inelastische differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken ermöglicht. Das Ergebnis (siehe Parametersatz IV im Anhang) dieses Fits ist in Figur 33 für eine Rechnung im Vibrationsmodell in O^{+2+} -Kopplung gezeigt. Diese Rechnung liefert insgesamt gesehen eine bessere Übereinstimmung der Analysierstärken als die Rechnung mit dem V_{SO} -Potential aus Ref.¹²⁾. Form und Größe der differentiellen und doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte bleiben bei diesem Fit praktisch unverändert. Die Korrelationsasymmetrie wird dagegen geringfügig verbessert, wie Figur 34 zeigt. Während die Parameter des Realteils und des Imaginärteils des optischen Potentials sich bei diesem Fit nur wenig veränderten, zeigten sich in Radius und Diffuseness vor allem aber in der Tiefe des Spin-Bahn-Potentials größere Änderungen. V_{SO} , r_{SO} und a_{SO} mußten

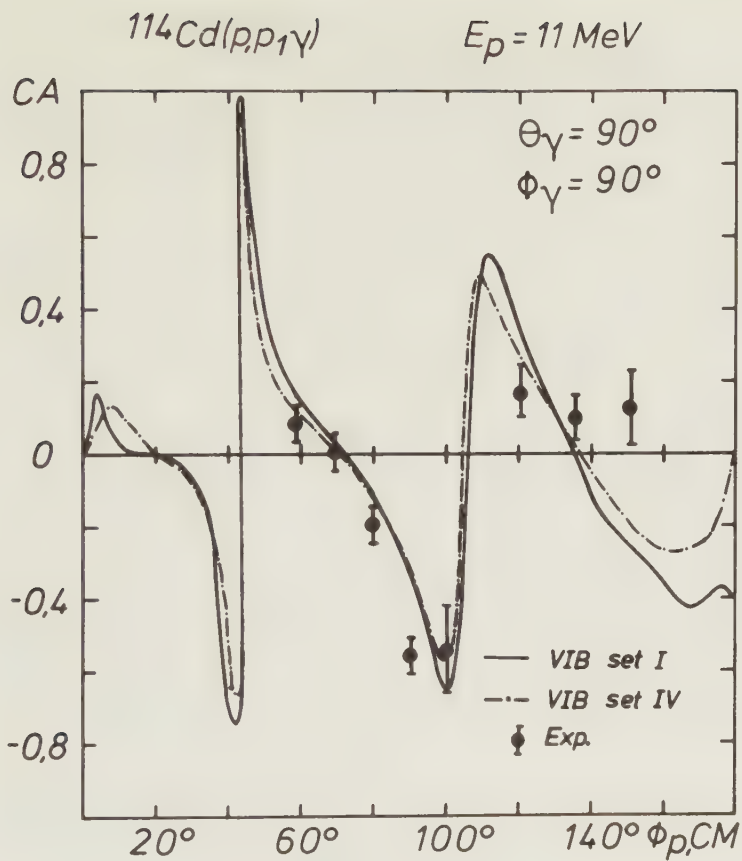


Figur 33:

Experimentelle Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit den CC-Rechnungen set I und set IV.

im Vergleich zu dem Datensatz von Stelson et al.¹²⁾ reduziert werden. Da eine Anpassung für die Rechnungen im Rotationsmodell aus rechtechnischen Gründen⁺⁾ nicht möglich war, wurden die Rechnungen mit systematisch geänderten Werten für diese drei Parameter durchgeführt. Es stellte sich heraus, daß eine bessere Übereinstimmung in den Analysierstärken erreicht wird, wenn die Tiefe des Spin-Lahn-Potentials von 6 MeV auf 5 MeV reduziert wird, während die Werte für Radius und Diffuseness beibehalten werden können. Dieses Ergebnis gilt auch bei Ankopplung von höheren Zuständen und wird daher im nächsten Kapitel ausgenutzt.

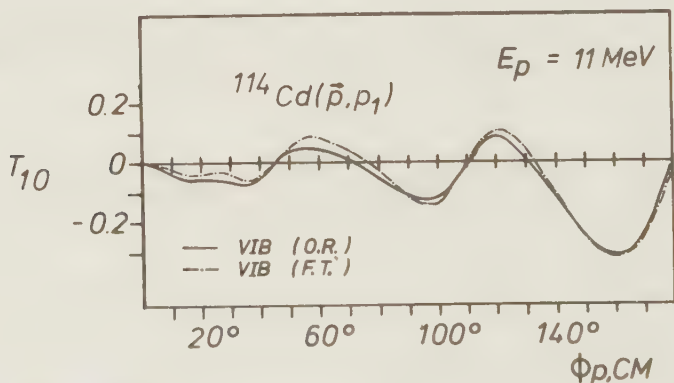
+) Das zur Anpassung von Wirkungsquerschnitten und Analysen erstellte Programm benötigte bei sehr großer Speicherplatzbedarf ca. 8 Stunden Rechenzeit an der Rechenanlage CYBER 172. Ein Fitten konnte daher nur während der Testphase nach Installation der Rechenanlage CYBER 172 geschehen. Es wurde daher aus finanziellen Gründen darauf verzichtet, solche Fitprozeduren auch im Rotationsmodell durchzuführen.



Figur 34: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-Rechnungen set I und set IV.

2. Verschiedene Ansätze zum Spin-Bahn-Potential

Das CC-Programm INCH verwendet für das Spin-Bahn-Potential die sog. symmetrische Oak Ridge Form ⁶⁷⁾ (Gl. 6b im Kapitel III.A), das symmetrisch im Eingangs- und Ausgangskanal ist. Die Untersuchungen von Analysierstärkedaten verschiedener Autoren ³⁸⁾ haben jedoch gezeigt, daß dieser Term nicht ausreichend ist, um ihre Messungen zu beschreiben. Durch Einführen des sog. Full Thomas Form (Gl. 6c im Kapitel III.A) in vielen Fällen ^{38,39)} eine bessere Beschreibung von experimentellen Analysierstärken und Spinflipwahrscheinlichkeiten erzielt. Es stellt sich daher die Frage, ob auch die Daten der vorliegenden Arbeit mit diesem Spin-Bahn-Potential besser wiedergegeben werden. Um dies zu untersuchen, wurde der CC-Code ECIS 77 ⁴⁰⁾ der den Full Thomas Term enthält, an der Erlanger Rechenanlage installiert, und damit alle in dieser Arbeit diskutierten Meßgrößen erneut berechnet. Während die Kurven der einfachen und doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zu den verschiedenen V_{SO} -Termen praktisch gleich laufen, zeigen sich in den Analysierstärken und Korrelationsasymmetrien kleine Unterschiede. In Figur 35 ist dies am Beispiel der inelastischen Analysierstärke gezeigt. Alle folgenden Rechnungen wurden mit dem Code ECIS 77 durchgeführt.



Figur 35:

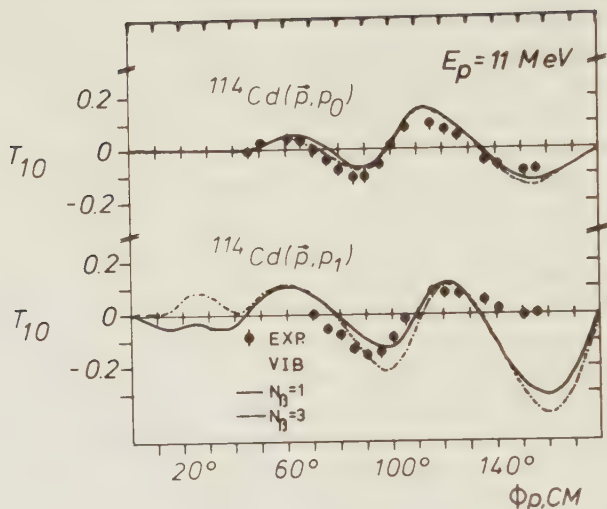
Experimentelle Analysierstärke für die inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit CC-Rechnungen zu verschiedenem Spin-Bahn-Potential.

3. Quadrupoldeformation des Spin-Bahn-Potentials

Der Einfluß der Quadrupoldeformation des Spin-Bahn-Potentials wurde von verschiedenen Autoren mit Hilfe von Analysierstärke^{38, 68)} und Spinflipwahrscheinlichkeit¹⁹⁾ an einigen Kernen untersucht. Diese Analysen ergaben, daß das Spin-Bahn-Potential in vielen Fällen stärker deformiert werden muß, als das Zentralpotential³⁸⁾. Definiert man die Größe N_β als das Verhältnis der Quadrupoldeformationen aus Spin-Bahn- und Zentralpotential ($N_\beta = \frac{\beta}{\beta_2} \frac{2^{50}}{2}$) so werden Werte für $N_\beta = 1.0-3.0$ in einigen Fällen sogar $N_\beta = 4.0$ ⁶⁹⁾ erhalten. Es sind allerdings auch Werte $N_\beta < 1$ bekannt⁶²⁾. Die Werte von N_β zeigen eine charakteristische Abhängigkeit von der Massenzahl. Für Kerne in der Nähe abgeschlossener Neutronen- und offener Protonenschalen (z.B. ^{54}Fe , ^{52}Cr , ^{90}Zr) wurde $N_\beta = 2.5 - 3.0$ gefunden. Kerne bei abgeschlossenen Protonen- und offenen Neutronenschalen liefern hingegen $N_\beta \approx 1$.

Der Kern ^{114}Cd mit 48 Protonen (66 Neutronen) liegt in der Nähe der $Z = 50$ Protonenschale und sollte damit $N_\beta \approx 1$ liefern.

Es wurden Rechnungen im Rotationsmodell für $N_\beta = 0, 1, 2$ und 3 und im Vibrationsmodell für $N_\beta = 1$ und 3 jeweils in 0^+2^+ -Kopplung durchgeführt. Diskutiert werden Analysierstärke, Korrelationsasymmetrie und Spinflipwahrscheinlichkeit. Es zeigt sich, daß es notwendig ist, das Spin-Bahn-Potential zu deformieren (siehe Fig.39). Im Vibrationsmodell führen Werte $N_\beta > 1$ insgesamt zu einer schlechteren Beschreibung von Analysierstärke (Fig.36), Korrelationsasymmetrie (Fig.37) und Spinflipwahrscheinlichkeit (Fig.38) als $N_\beta = 1$. Im Rotationsmodell zu prolater Deformation bringt $N_\beta = 2$ die beste Übereinstimmung in den Analysierstärken (Fig.39) und in der Korrelationsasymmetrie (Fig.40). Der Wert $N_\beta = 2$ steht allerdings in Widerspruch zu der Vorhersage von $N_\beta \approx 1$ von Raynal.

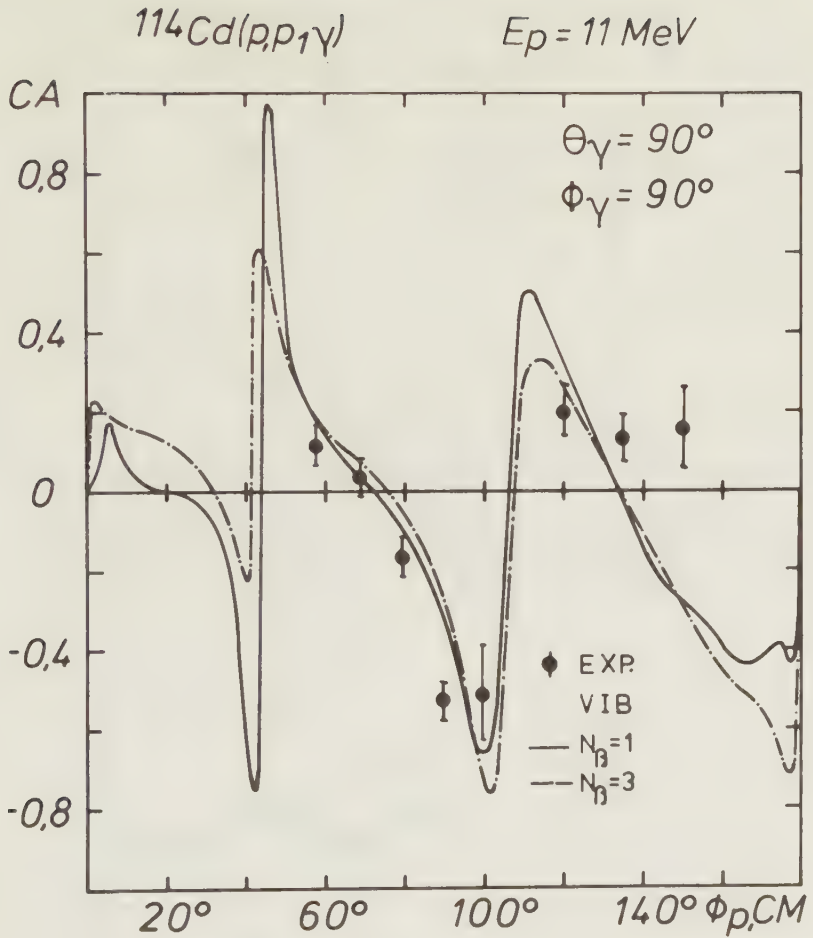


Figur 36:

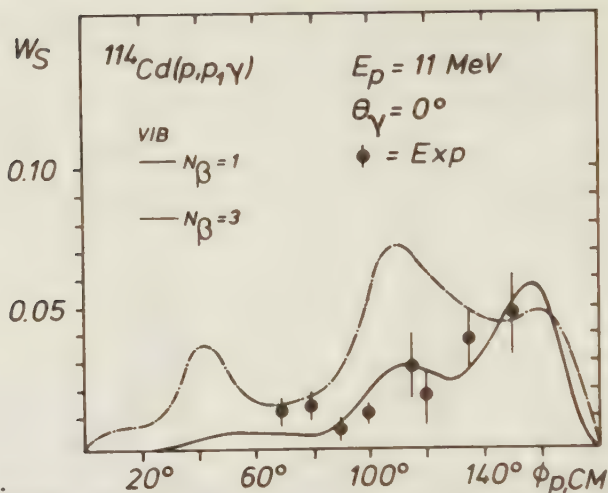
Experimentelle Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit den CC-Rechnungen zu verschiedener Deformation des Spin-Bahn-Potentials.

Würde man Analysierstärke oder Korrelationsasymmetrie allein analysieren, könnte man nicht unterscheiden zwischen den beiden Beschreibungen: Vibrationsmodell $N_p = 1$ und Rotationsmodell $N_p = 2$. Betrachtet man zusätzlich die Spin-flipwahrscheinlichkeit (Fig.41), so legen die Rechnungen wiederum das Vibrationsmodell nahe.

Dieses Beispiel zeigt, daß die Verwendung polarisierter Projektile nicht unbedingt genauere Aussagen liefert, da die Analyse der Polarisationsmeßgrößen allein zu nicht eindeutigen Aussagen führen würde.

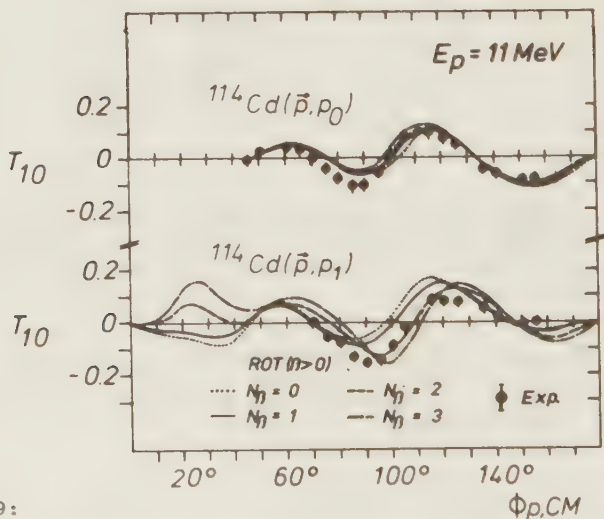


Figur 37: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-Rechnungen zu verschiedener Deformation des Spin-Bahn-Potentials.



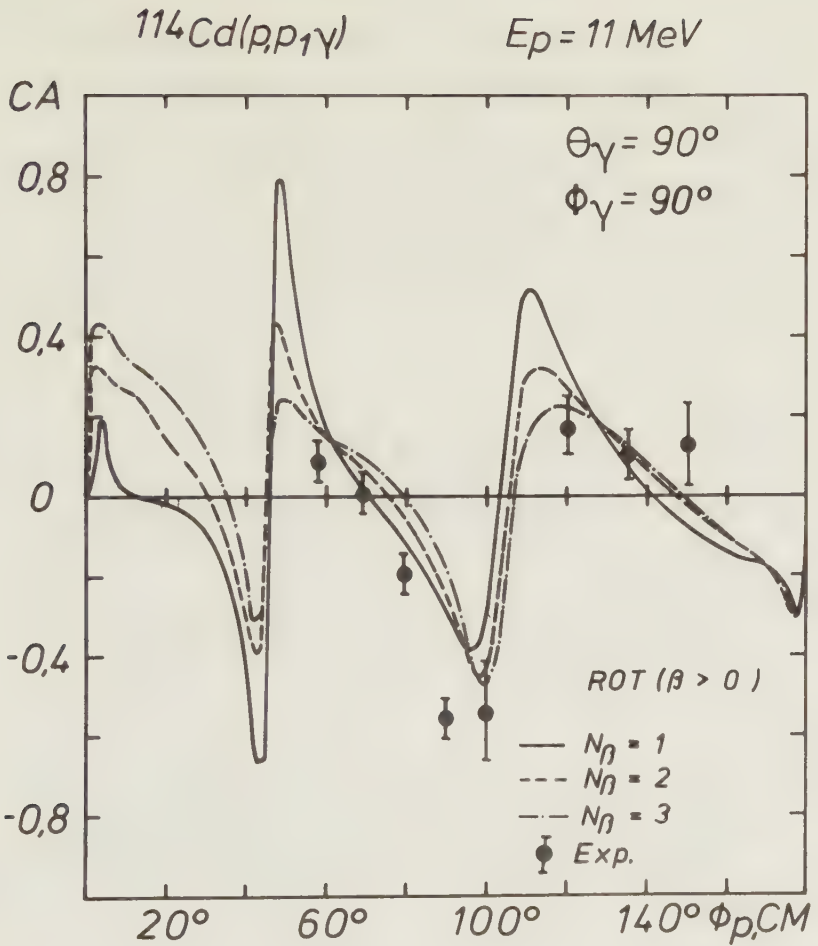
Figur 38:

Experimentelle Spinflipwahrscheinlichkeit W_S für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-Rechnungen zu verschiedener Deformation des Spin-Bahn-Potentials.

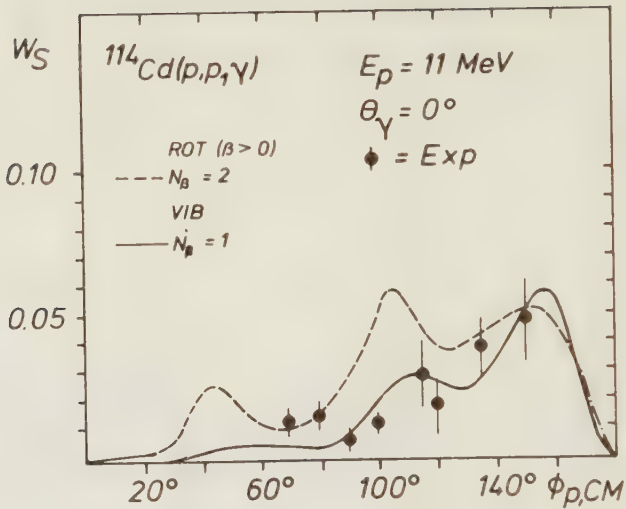


Figur 39:

Experimentelle Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit den CC-Rechnungen zu verschiedener Deformation des Spin-Bahn-Potentials.



Figur 40: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-Rechnungen zu verschiedener Deformation des Spin-Bahn-Potentials.



Figur 41: Experimentelle Spinflipwahrscheinlichkeit W_S für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ in Vergleich mit den CC-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell.

Betrachtet man die Ergebnisse dieses Abschnitts zusammen, so kann man feststellen, daß das Rotationsmodell zu prolaten Deformation nicht alle Daten gleich gut wiedergeben kann. Eine Ausscheidung des Rotationsmodells erscheint jedoch zu gewagt, obwohl zweifellos das Vibrationsmodell die bessere Beschreibung der experimentellen Daten liefert.

C. Coupled Channels- Analysen in höherer Kopplung

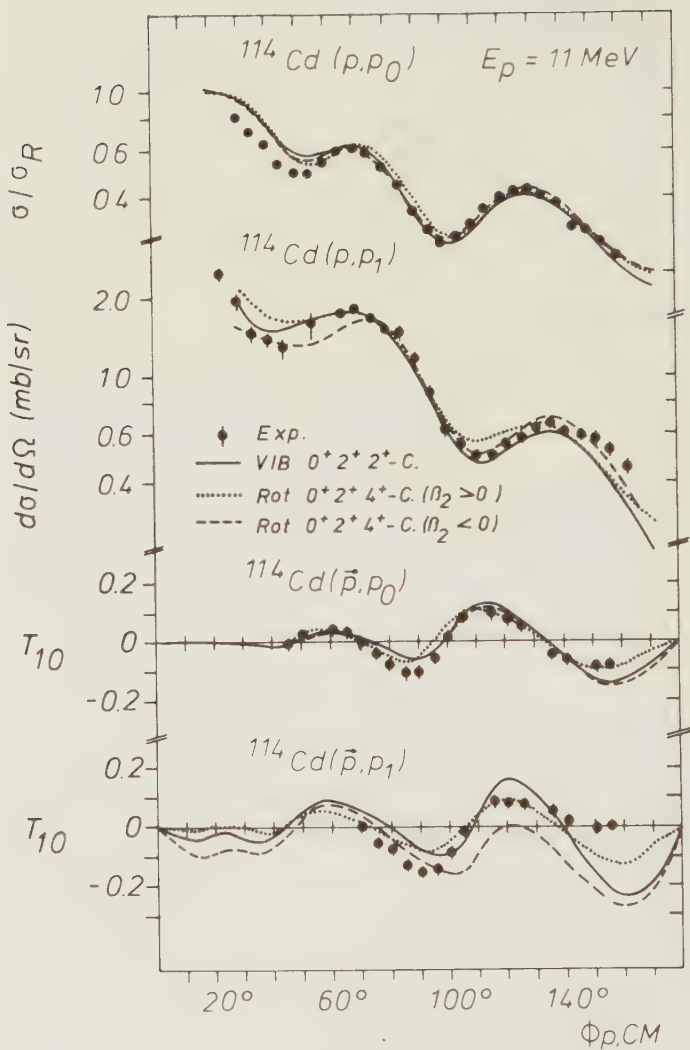
1. Coupled Channels- Analysen in $0^+2^+2^+$ - bzw. $0^+2^+4^+$ -Kopplung

Die Rechnung in 0^+2^+ -Kopplung sollte im Falle von ^{114}Cd eine gute Beschreibung der experimentellen Daten liefern, da die Einflüsse höherer Kopplung wegen der kleinen Kopplungsstärke gering sein sollten. Die Größe der Effekte die durch die Einbeziehung von höheren Kopplungstermen auftreten, soll jedoch im folgenden am Beispiel einiger Meßgrößen kurz diskutiert werden.

Die Spinfolge für den Fall eines starren Rotators lautet $0^+; 2^+; 4^+; \dots$. Im Falle des harmonischen Vibrators ergibt sich bei Betrachtung von Quadrupolanregungen $0^+; 2^+; (0^+, 2^+, 4^+); \dots$. Die CC-Analysen im Rahmen des Rotationsmodells wurden daher in $0^+2^+4^+$ -Kopplung durchgeführt. Bei den Vibrationsrechnungen sollte konsequenterweise das gesamte 2-Phonentriplett angekoppelt werden. Dies ist aus rechen-technischen Gründen jedoch nicht möglich. Vielmehr muß man sich auf die Ankopplung eines Zustands aus der 2-Phonentriplett beschränken. Dies führt zu einer nicht ganz konsistenten Beschreibung im Vibrationsmodell, was eventuell sogar zu einer schlechteren Übereinstimmung mit dem Experiment führen kann als die 0^+2^+ -Kopplung. Wählt man aber den am stärksten angeregten Zustand des Triplets zur Ankopplung aus, so kann man hoffen, dadurch bereits den entscheidenden Anteil berücksichtigt zu haben ³²⁾.

Bei der Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p')$ wird der 2^+_{21} -Zustand am stärksten angeregt; die CC-Analysen im Rahmen des Vibrationsmodells wurden daher in $0^+2^+2^+$ -Kopplung durchgeführt. Die Entwicklung des Wechselwirkungspotentials wurde in diesen Rechnungen bis zur zweiten Ordnung in der Kopplungsstärke mitgenommen (siehe hierzu Kap.III.B).

Bei den Analysen wurden wieder die differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen und inelastischen Streuung angepaßt. Die Parameter der "best fit"-Rechnungen sind im Anhang C tabelliert. Figur 42 oben zeigt das Ergebnis der Anpassung.



Figur 42: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit den CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell ($0^+ 2^+ 2^+$ - bzw. $0^+ 2^+ 4^+$ -Kopplung).

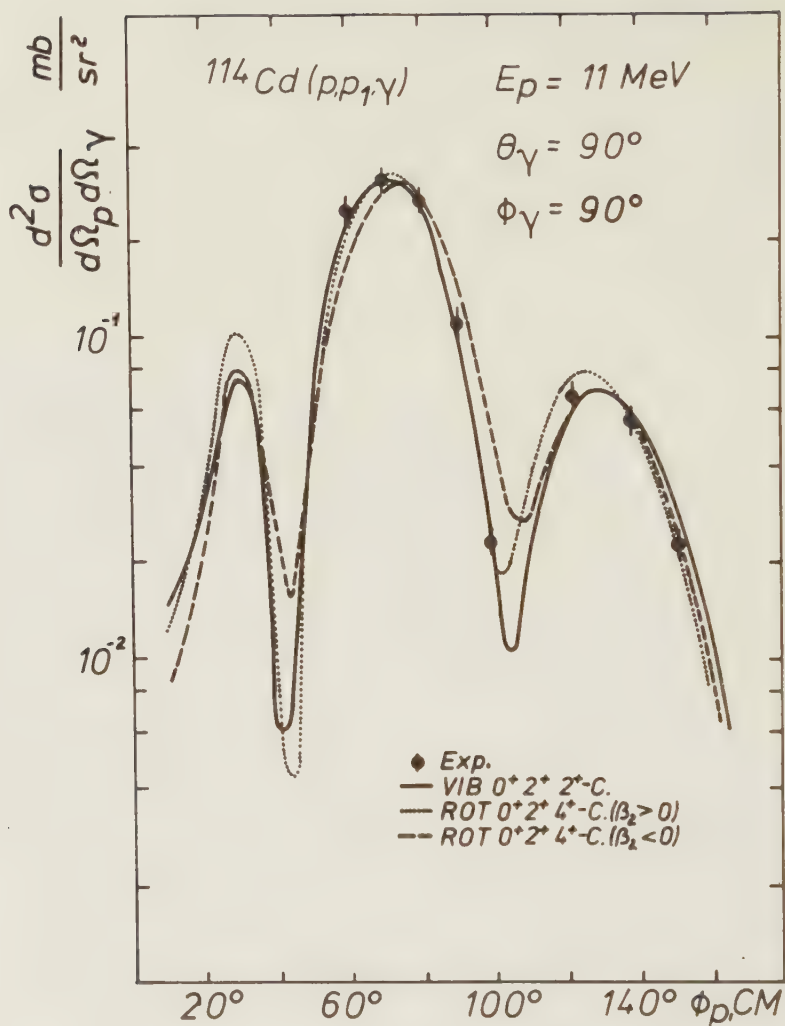
Die differentiellen Wirkungsquerschnitte können wieder sowohl durch die Rotations- als auch durch die Vibrationsrechnungen sehr gut beschrieben werden. Jedoch liefert die Vibrationsrechnung in $0^+2^+2^+$ -Kopplung im inelastischen Wirkungsquerschnitt unter extremen Rückwärtswinkeln eine etwas schlechtere Übereinstimmung als die Rechnung in 0^+2^+ -Kopplung.

In Figur 42 unten werden die Rechnungen, die mit den Wirkungsquerschnitts-Fits erhaltenen Parameter durchgeführt wurden, mit den experimentellen Analysierstärken zu elastischer und inelastischer Streuung verglichen. Diese Rechnungen wurden mit der Full Thomas Term des Spin-Bahn-Terms durchgeführt.

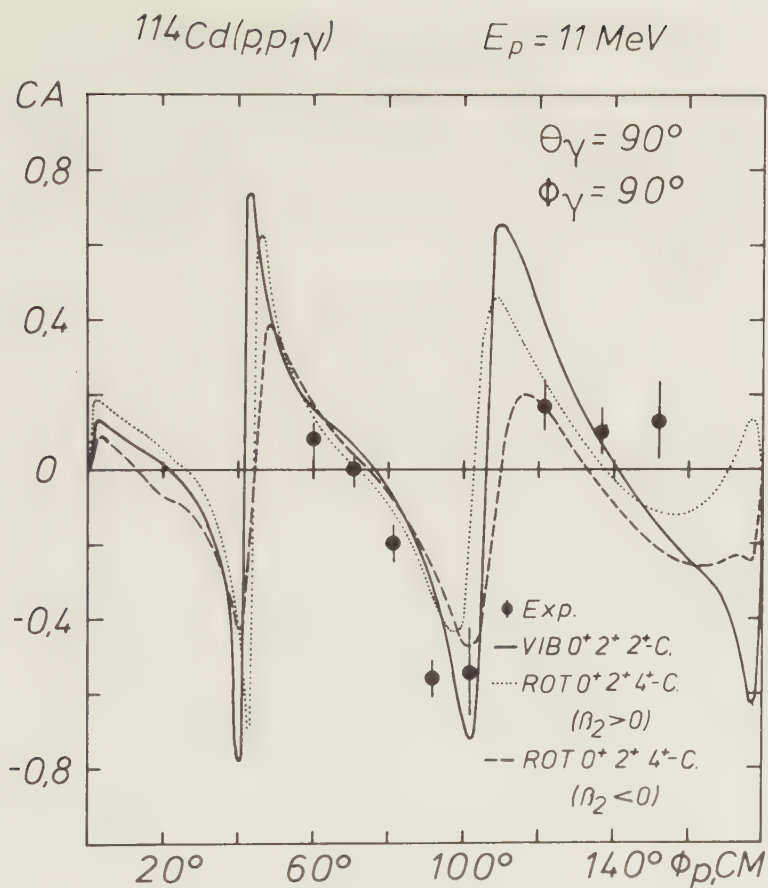
Die Analysierstärke der inelastischen Streuung zeigt Unterschiede in den einzelnen Kurven. Während die Rechnung im Rahmen des Vibrationsmodells und die Rotationsrechnung zu prolater Deformation eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten liefern, kann im Gegensatz zur 0^+2^+ -Kopplung die Rotationsrechnung zu oblater Deformation den Rückwärtswinkelbereich nicht gut beschreiben.

Im folgenden soll nun der Einfluß der Ankopplung des $2^+_{2^-}$ bzw. 4^+ - Zustands auf die Korrelationsmeßgrößen diskutiert werden.

Figur 43 zeigt den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Stellung des γ -Detektors unter 90° in der Reaktionsebene. Die Rotationsrechnung zu oblater Deformation liefert im Winkelbereich $50^\circ \leq \phi_{p,CM} \leq 115^\circ$ eine deutliche Phasenverschiebung relativ zu Vibrationsrechnung und Rotationsrechnung zu prolater Deformation und kann mit Hilfe dieser Meßgröße ausgeschlossen werden. Im Gegensatz zu den Analysen in 0^+2^+ -Kopplung ergeben sich hier größere Unterschiede in den Rechnungen im Vibrationsmodell und im Rotationsmodell unter Annahme prolater Deformation. Dies gilt vor allem für den Winkelbereich $100^\circ \leq \phi_{p,CM} \leq 130^\circ$; die experimentellen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte liefern allerdings auch hier keine Entscheidung zwischen Vibrationsmodell und Rotationsmodell mit prolater Deformation.



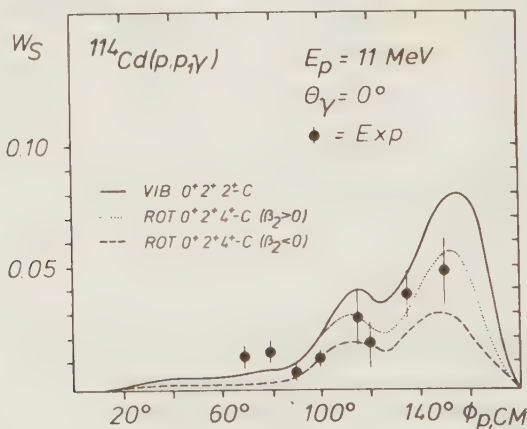
Figur 43: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1)$ im Vergleich mit den CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell ($0^+2^+2^+$ - bzw. $0^+2^+4^+$ -Kopplung).



Figur 44: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-best fit-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell ($0^+2^+2^-$ bzw. $0^+2^+4^-$ -Kopplung).

In Figur 44 ist die Korrelationsasymmetrie für den γ -Winkel $\phi_\gamma = 90^\circ$ in der Reaktionsebene gezeigt. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Kurven sind zwar etwas größer als im Falle der 0^+2^+ -Kopplung, es ergibt sich jedoch derselbe Befund wie dort: Auch hier sind alle Rechnungen annähernd in Phase. Eine Entscheidung zugunsten des Vibrationsmodells ist hieraus noch schwerer zu treffen als aus den Analysen in 0^+2^+ -Kopplung.

In Figur 45 wird die Spinflipwahrscheinlichkeit gezeigt. Wie man sieht, liefert die Ankopplung des 2^+ - bzw. 4^+ -Zustands gegenüber der 0^+2^+ -Kopplung (vgl. Fig.32) eine Anhebung der theoretischen Spinflipwahrscheinlichkeit. Das hat zur Folge, daß nun die Vibrationsrechnung im Gegensatz zur Rechnung 0^+2^+ -Kopplung, die experimentellen Werte für W_S überschätzt. Die Rotationsrechnung zu oblater Deformation verläuft aber insgesamt immer noch unterhalb der experimentellen Punkte. Die beste Übereinstimmung liefert das Rotatormodell mit prolater Deformation. Im folgenden wird jedoch gezeigt, daß diese Aussage nicht haltbar ist, wenn man



Figur 45: Experimentelle Spinflipwahrscheinlichkeit W_S für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit den CC-best fit-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell ($0^+2^+2^+$ - bzw. $0^+2^+4^+$ -Kopplung).

Mischungen von 1-Phononen- und 2-Phononen-Zuständen berücksichtigt.

2. Mischung von 1-Phononen- und 2-Phononen-Zuständen.

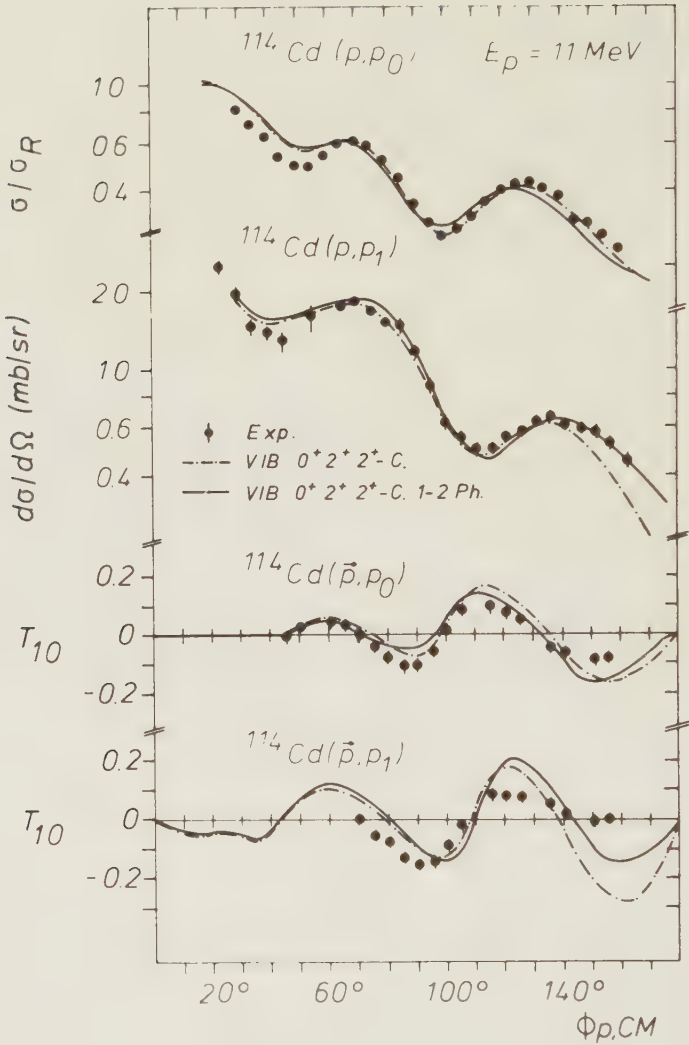
Das Modell des rein harmonischen Vibrators ist nicht in der Lage, das große statische Quadrupolmoment des ersten angeregten Zustands^{14, 70)} $Q_2 = (-0.5 \pm 0.25)b$ zu beschreiben, da ihmzufolge $Q_2 = 0$ sein müßte. Dieser große experimentelle Wert des Quadrupolmoments war mit ein Grund anzunehmen¹⁴⁾, ^{114}Cd sei ein permanent deformierter Rotationskern. Mit $\beta_2 = 0.17$ liefert das Rotationsmodell übereinstimmend mit dem experimentellen Resultat $Q_2 = 0.6 b$.

Es wurde eine Reihe von Vorschlägen gemacht, um diese Diskrepanz zu klären. So liefern z.B. Schalenmodellrechnungen unter Annahme einer $(g_{9/2})^{-2}$ Konfiguration $Q_2 = -0.10 b$.⁷¹⁾ Das Davidov-Fillardov-Modell⁷²⁾ ergibt für Q_2 den Wert $Q_2 = -0.32 b$.

Fast alle diese Rechnungen liefern für das Quadrupolmoment einen zu kleinen Wert; Tarura und Udagawa¹⁵⁾ können im Rahmen des Vibrationsmodells das große Quadrupolmoment erklären. Dort wird angenommen, daß die Wellenfunktion des ersten 2^+_{1-} und zweiten 2^+_{2-} Zustands gemischt sind. Bei einer Beimischung von 14% des 2^+_{2-} 2-Phononenzustands zu dem 2^+_{1-} 1-Phononenzustand ($\psi_{2^+_{1-}} = 0.93 | 2^+ N = 1 \rangle - 0.37 | 2^+ N = 2 \rangle$) erhält man das Quadrupolmoment $Q_2 = \pm 0.58 b$. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem Experiment.

Im folgenden soll untersucht werden, welchen Einfluß die Annahme einer 14%igen Beimischung des 2^+_{2-} 2-Phononenzustand zu dem 2^+_{1-} 1-Phononenzustand auf die Neßgrößen der vorliegenden Arbeit hat.

In Figur 46 werden die Vibrationsrechnungen in "reiner" $0^+2^+2^+$ -Kopplung mit den 1-Phononen-2-Phononen-Vibrationsrechnungen an Hand der differentiellen Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken verglichen. Im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung stimmt die 1-Phononen-2-Phononen-Rechnung

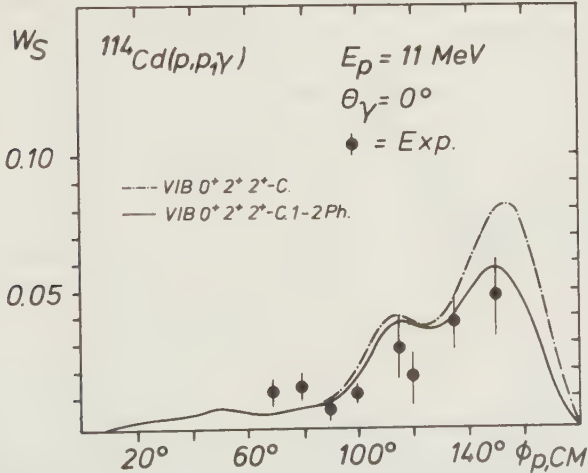


Figur 46: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen bei Berücksichtigung einer 1 Phononen-2 Phononen-Mischung.

zwar etwas schlechter mit den experimentellen Werten überein, dafür ergibt sich im inelastischen Wirkungsquerschnitt eine bessere Übereinstimmung im Rückwärtswinkelbereich mit dem Experiment als für die $0^+2^+2^+$ -Rechnung.

Aus dem Vergleich der Rechnungen mit den experimentellen Analysierstärken (Fig.46 unten) kann man keine der beiden Rechnungen bevorzugen. Auch in den Analysierstärken sind die Unterschiede in den Rechnungen relativ gering, so daß insgesamt gesehen beide Rechnungen die Daten äquivalent beschreiben können. Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte und die Korrelationsasymmetrien werden ebenfalls wenig von der Mischung der Zustände beeinflusst. Merkliche Unterschiede hingegen zeigen sich in der Spinflipwahrscheinlichkeit, wo die Annahme dieser 1-Phononen-2-Phononen-Mischung die $0^+2^+2^+$ -Rechnung wieder in die Größenordnung der experimentellen Werte rückt (vgl. Fig.47).

Somit ist gezeigt, daß unter der Annahme der Mischung von 1-Phononen- und 2-Phononen-Zuständen auch die Spinflipwahrscheinlichkeit im Einklang mit den Rechnungen zum Vibrationsmodell bleibt.



Figur 47: Experimentelle Spinflipwahrscheinlichkeit W_S für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1 \gamma)$ im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen bei Berücksichtigung einer 1Phononen-2 Phononen-Mischung.

D. Einfluß des Reaktionsmodells und des Prolat-Oblat-Effekts bei großer Quadrupoldeformation

Wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt, ergeben sich Unterschiede - vor allem in den Korrelationsmeßgrößen - in den Rechnungen zu verschiedenen Reaktionsmodellen, ebenso wie zu verschiedenem Vorzeichen der Quadrupoldeformation.

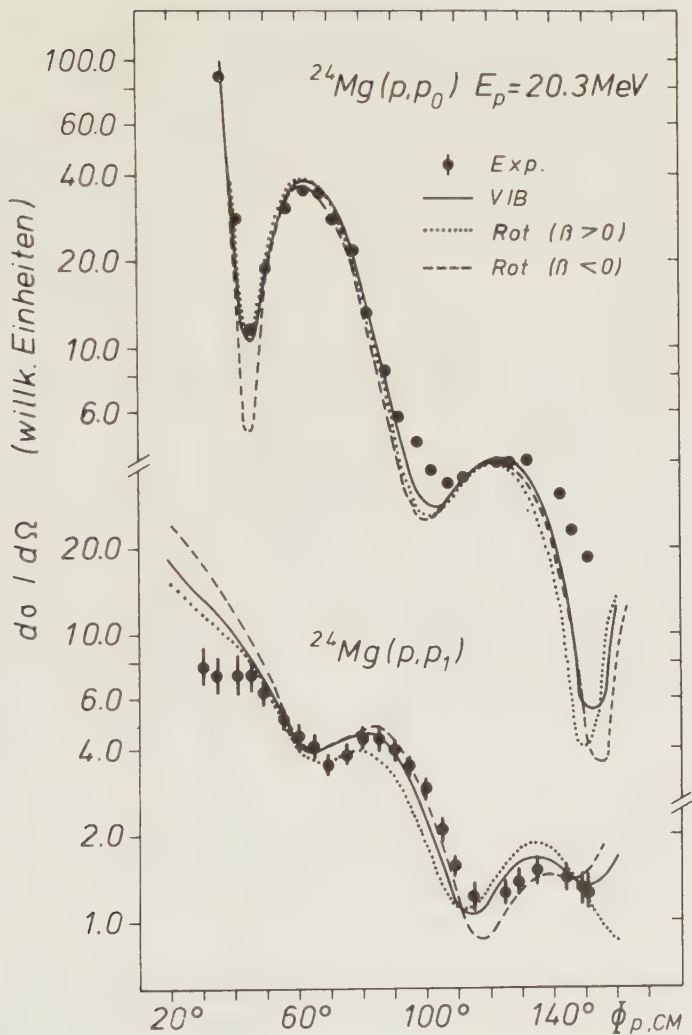
Die Effekte sind zwar deutlich sichtbar, aber relativ klein. Im folgenden soll noch untersucht werden, inwieweit die demonstrierten Effekte von der Größe der Quadrupoldeformation abhängen.

Stark deformierte Kerne ($\beta_2 = 0.3 - 0.5$) existieren vor allem im Bereich der (s,d)-Schale. Die folgenden Rechnungen wurden am Kern ^{24}Mg durchgeführt. Die Reaktion $^{24}\text{Mg}(p,p_1)$ läuft jedoch im Tandemenergiebereich zum großen Teil über den Compoundmechanismus ab ⁷³⁾. Aus diesem Grund wurden hier die Analysen bei etwas höherer Einschußenergie durchgeführt ⁺).

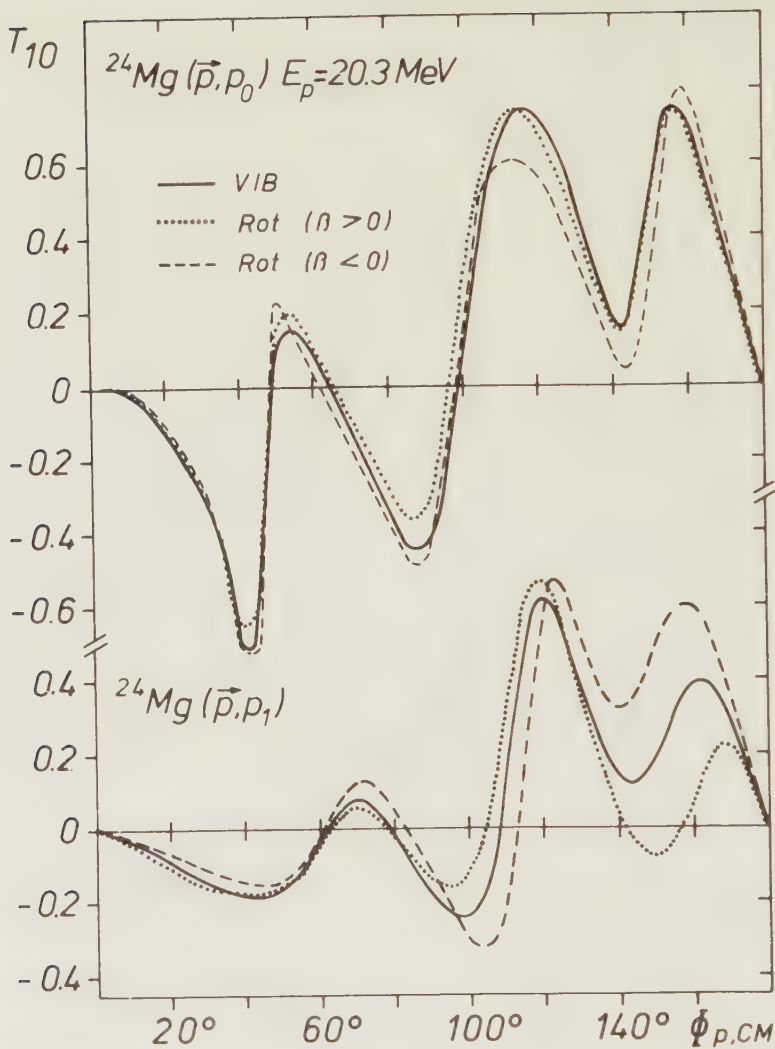
Es lagen Wirkungsquerschnittsdaten für die elastische und inelastische p-Streuung an ^{24}Mg bei 20.3 MeV von Blair et al. ⁷⁴⁾ vor. An diese Daten wurden - analog zum Vorgehen bei ^{114}Cd - CC-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell (mit prolater und oblater Deformation) in O^{+2+} -Kopplung angepaßt; Figur 48 zeigt die Ergebnisse.

Die experimentellen Werte werden durch alle "best fit"-Rechnungen im Vergleich zu Ref. ⁷⁴⁾ (Parameter siehe Anhang C) gut beschrieben. In Figur 49 sind Rechnungen zur Analysierstärke aufgetragen. In der Analysierstärke der elastischen Streuung zeigen sich relativ kleine Unterschiede zwischen den einzelnen Rechnungen (Vibration, Rotation mit prolater Deformation, Rotation mit oblater Deformation).

⁺) Die Erhöhung der Einschußenergie sollte auf die hier diskutierten Effekte keine große Rolle spielen (siehe hierzu auch systematische Untersuchungen zur Energieabhängigkeit des Prolat-Oblat-Effekts an Hand von α -Streudaten in Ref. ⁷⁵⁾). Experimentell sollten (py)-Winkelkorrelationen auch bei höherer Einschußenergie meßbar sein, da die Messung von ($\alpha\gamma$) Winkelkorrelationen selbst bei 104 MeV Einschußenergie keine erheblichen Schwierigkeiten bereitet ⁷⁵⁾.



Figur 48: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{24}Mg im Vergleich mit CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell.



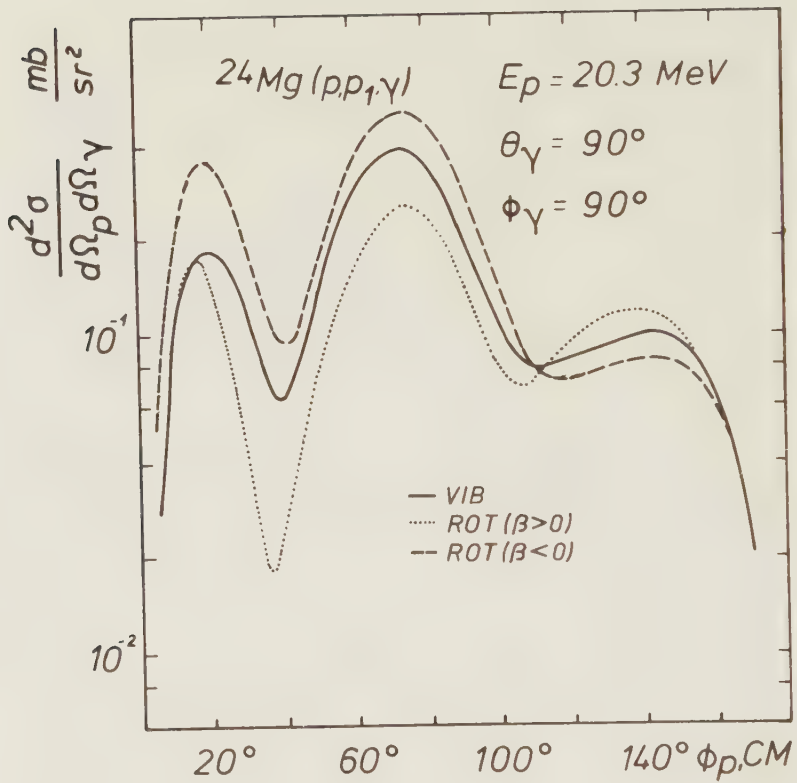
Figur 49: Experimentelle Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{24}Mg im Vergleich mit CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell.

In der Analysierstärke der inelastischen Streuung erkennt man zwar eine kleine Phasenverschiebung von ca. 4° im Winkelbereich $100^\circ \leq \phi_{p,CN} \leq 120^\circ$, deutliche Unterschiede ergeben sich jedoch nur für extreme Rückwärtswinkel.

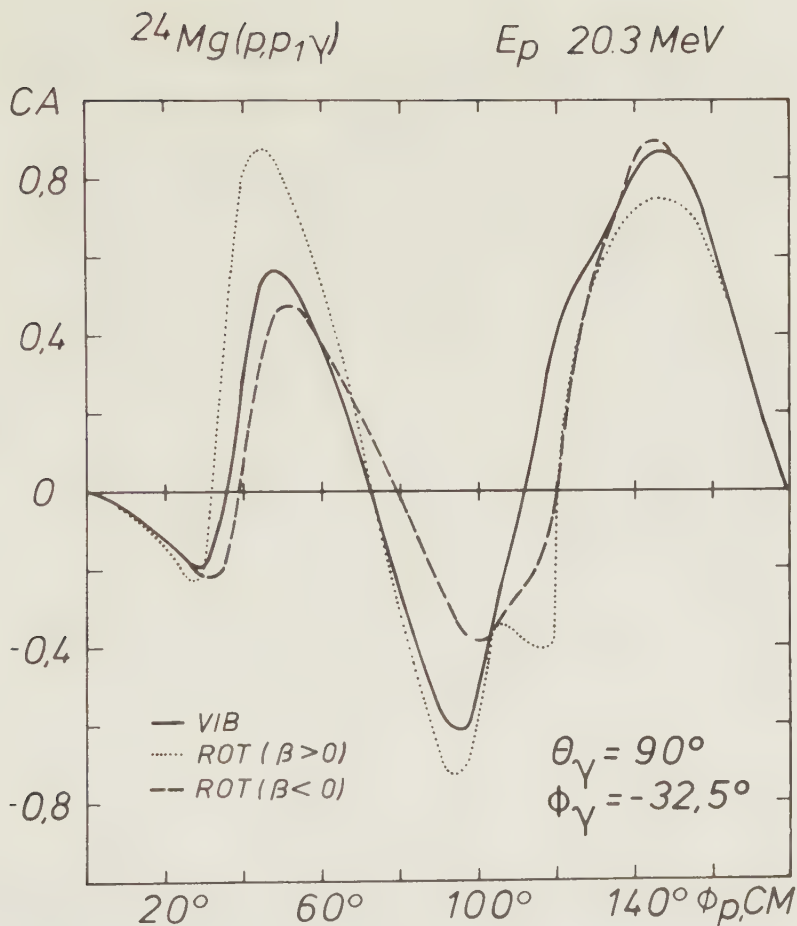
Figur 50 zeigt den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Stellung des γ -Detektors unter 90° in der Reaktionsebene. Die Rechnungen liefern hier im gesamten Winkelbereich markante Unterschiede. Das gleiche Resultat liefern die Rechnungen auch für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt bei anderen Winkeln des γ -Detektors.

In Figur 51 ist die Korrelationsasymmetrie für die Stellung $\phi_\gamma = -32.5^\circ$ in der Reaktionsebene aufgetragen. Auch hier ergeben sich drastische Unterschiede in den Rechnungen, sowohl zwischen Vibrations- und Rotationsmodell als auch im Rotationsmodell bei Annahme einer prolaten bzw. oblaten Deformation.

Die Rechnungen dieses Kapitels zeigen, daß die Korrelationsmeßgrößen sehr sensitiv auf das verwendete Reaktionsmodell und das Vorzeichen der Quadrupoldeformation reagieren.



Figur 50: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell.



Figur 51: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit CC-"best fit"-Rechnungen im Vibrations- und Rotationsmodell.

E. Ausblick

Die Analysen der vorliegenden Arbeit wurden im Rahmen makroskopischer Kernmodelle durchgeführt. Diese makroskopischen Modelle zeichnen sich dadurch aus, daß sie auf einer relativ anschaulichen Bild der Struktur des Kerns und des Ablaufs der Reaktion basieren. In diese Modelle gehen jedoch Größen wie das optische Potential ein, die nur phänomenologisch begründet werden können. Es wäre wünschenswert, die Analysen auch im Rahmen von Kernmodellen durchzuführen, die aus einem mikroskopischen Bild der physikalischen Phänomene abgeleitet werden können. Ein Schritt in diese Richtung stellt z.B. die Bestimmung einer Potentialfläche für den betrachteten Kern dar.

Für ^{114}Cd wurde eine Potentialfläche berechnet⁷⁶⁾, die eine Reihe experimenteller Eigenschaften von ^{114}Cd gut wiedergeben kann. Im Rahmen des dabei verwendeten Modells⁷⁷⁾ können auch reduzierte Matrixelemente für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p')$ berechnet werden. Der CC-Code ECIS 77 sieht die Möglichkeit vor, solche Matrixelemente einzugeben. Damit konnten die verschiedenen Größen der Teilchen- γ -Winkelkorrelation berechnet werden. Ein Vergleich mit experimentellen Korrelationsdaten sollte dann ein sensitiver Test für die Leistungsfähigkeit dieses Modells liefern.

Eine Erweiterung wäre auch eine Beschreibung im Rahmen des Schalenmodells.

Vor kurzem wurde ein Programm an der Erlanger Rechenanlage CYBER 172 installiert⁷⁸⁾, das mit Mehrschalen-Wellenfunktionen im sog. "Complex Spektroskopie"-Modell⁷⁹⁾ arbeitet. Mit diesem Programm können mikroskopische Formfaktoren berechnet werden, wobei mehrere Teilchen in mehreren aktiven Schalen außerhalb eines inerten Cores berücksichtigt werden. Nach Einbau dieses Programms in die vorhandenen CC-Codes könnten auch hiermit Korrelationsgrößen berechnet werden, um detailliertere Informationen über den Kern zu gewinnen.

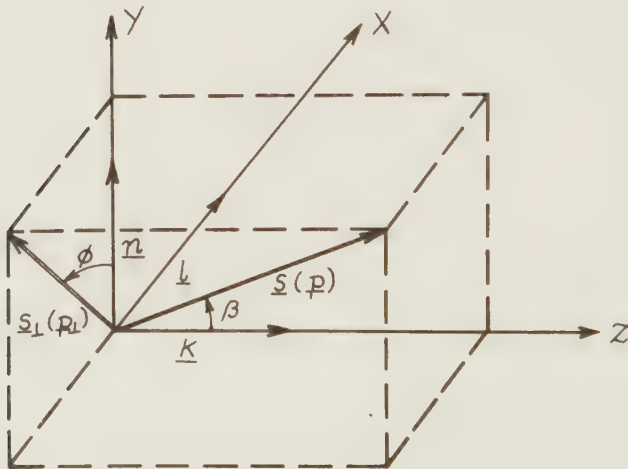
Von Interesse wäre auch, die Experimente und Analysen auf Deuteronen zu erweitern. Bei Deuteronen sollten wegen des Spins $s = 1$ noch größere Unterschiede in den Rechnungen zu den Meßgrößen mit polarisierten Teilchen auftreten als bei Protonen. Dabei könnten sowohl vektor- als auch tensorpolarisierte Deuteronen verwendet werden. Insbesondere bei der Streuung von tensorpolarisierten Deuteronen sollten durch Quadrupol-Quadrupol-Wechselwirkungen Prolat-Oblat-Effekte induziert werden. Solche Effekte sollten dann gerade in der Korrelationsasymmetrie deutlich zu Tage treten, da in die Korrelationsasymmetrie die Polarisationstransferkoeffizienten C_{KQ}^{kq} (vgl. Kap. III. B Gl. (21)) in ihrer allgemeinen Form eingehen.

Anhang A

Bestimmung der maximalen Polarisation am Korrelationsstrahlrohr

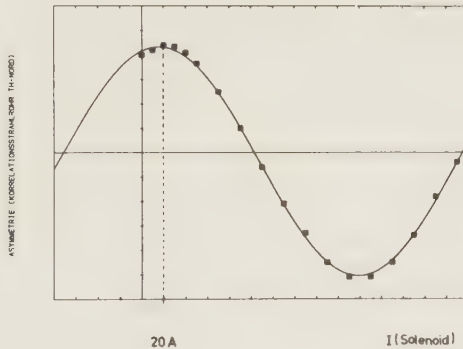
Die am Erlanger Tandembeschleuniger installierte Ionenquelle für polarisierte Teilchen arbeitet nach dem Lamb-Shift-Verfahren^[10]. Aufbau und Prinzip der Quelle sind an anderer Stelle ausführlich behandelt^[11-14]. Diese Quelle liefert vektorpolarisierte Protonen bzw. vektor- und tensorpolarisierte Deuteronen, deren Spin-Quantisierungsachse mit Hilfe von polarisationserzeugenden Magnetfeldern parallel und antiparallel zur Strahlachse der Ionenquelle eingestellt werden kann.

Die Messungen der vorliegenden Arbeit wurden mit Protonen durchgeführt. Die Stromstärken des polarisierten Protonenstrahls betrugen am Ort des Targets durchschnittlich 10 - 15 nA bei einem Polarisationsgrad zwischen 65 und 70%. Kurzzeitig wurden auch Stromstärken bis zu 25 nA erreicht.



Figur 52: Definition der Winkel β und ϕ

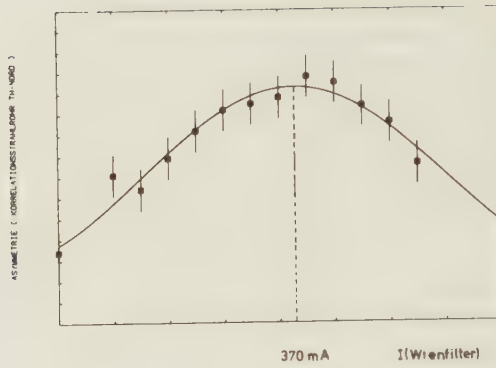
Nach Verlassen der Ionenquelle durchläuft der Protonenstrahl mehrere Magnetfelder (einen 36° Magneten und zwei 90° Magnete), was wegen der Spinpräzession im Magnetfeld eine Drehung des Polarisationsvektors zur Folge hat. Mit Hilfe der beiden spindrehenden Elemente Wienfilter und Solenoid ist es möglich, diese Drehungen auszugleichen und den Spin in die am Ort des Targets gewünschte Richtung zu drehen. Dabei dreht das Wienfilter die Spinrichtung mit einem transversalen Magnetfeld um den Winkel β (siehe Fig. 52); das longitudinale Magnetfeld des Solenoids dagegen dreht den Spin in azimuthaler Richtung um den Winkel ϕ .



Figur 53: Abhängigkeit der Polarisation von der Einstellung des Solenoidstroms.
Die durchgezogene Kurve ist eine Fit-Kurve.

In Figur 53 ist die Abhängigkeit der $P_{\text{symmetrie}}$ als Funktion des Solenoid-Stroms (und damit als Funktion von ϕ) für Polarisation in y-Richtung aufgetragen. Figur 54 zeigt die Abhängigkeit der $P_{\text{y-Asymmetrie}}$ vom Wienfilterstrom (das entspricht der Drehwinkel β). Maximale Polarisation in y-Richtung erhält man für I (Solenoid) = $20 \text{ A}^+)$ und I (Wienfilter) = 375 mA .

+) Für den in der Zwischenzeit installierten Solenoiden verschiebt sich dieses Maximum zu I (Solenoid) = 10 A .



Figur 54: Abhängigkeit der Polarisierung von der Einstellung des Wienfilterstrom.
Die durchgezogene Kurve ist eine Fit-Kurve.

Anhang B

Systematische Untersuchungen im Rahmen der CC-Rechnungen

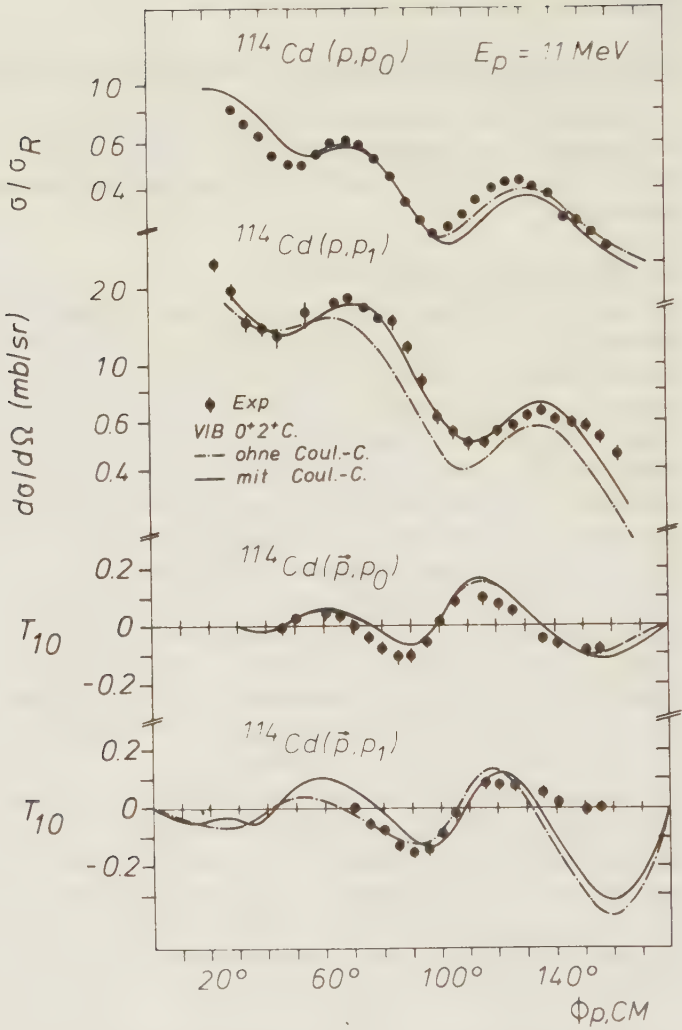
Im folgenden soll untersucht werden, welche Rolle die Coulombanregung, die Potentialparameter, die Quadrupoldeformation und die Hexadekapoldeformation bei den CC-Analysen spielen.

1. Der Einfluß der Coulombanregung

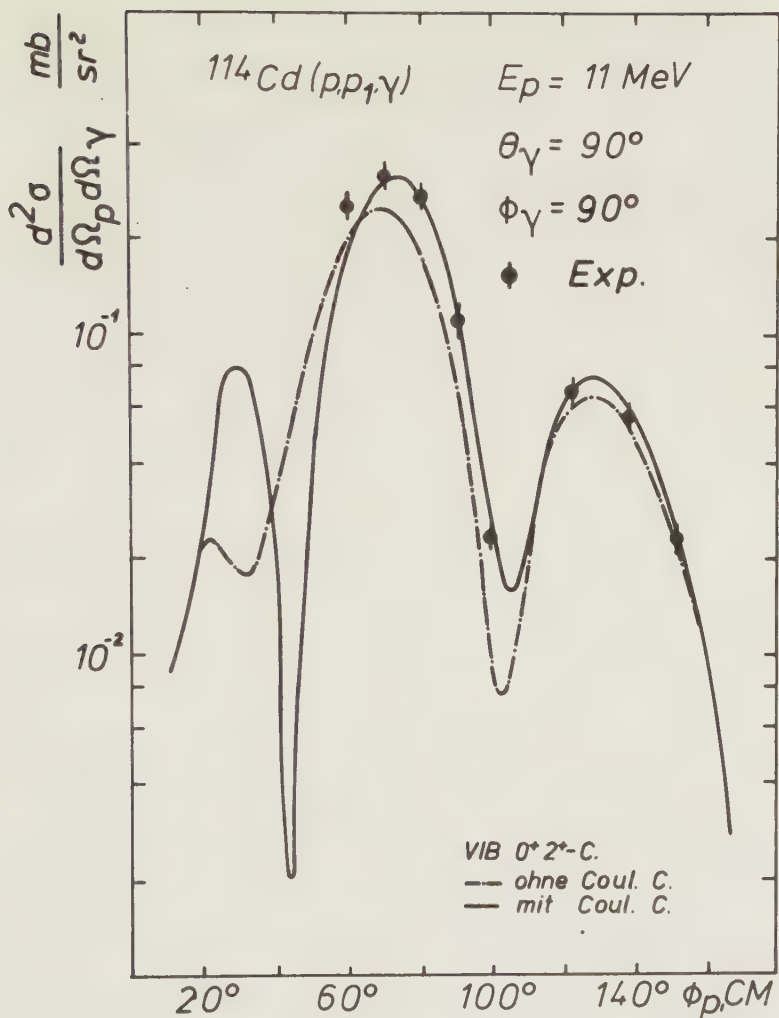
In den CC-Rechnungen wird bei der Behandlung des Coulombpotentials von einem geladenen Ellipsoid mit scharfem Rand ausgegangen. Für dieses Ellipsoid wird dieselbe Deformation angenommen wie für den Kernanteil. Der Einfluß der Coulombanregung wird für Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke in Figur 55 diskutiert. Die gestrichelten Kurven wurden ohne Ankopplung, die durchgezogenen Kurven mit Ankopplung des Coulombpotentials erhalten. Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke der elastischen Streuung zeigen praktisch keine Abhängigkeit von der Coulombanregung. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung wird im wesentlichen in der Absoluthöhe verschoben, während die Struktur erhalten bleibt. Die Analysierstärke der inelastischen Streuung erfährt durch die Ankopplung des Coulombpotentials nur eine leichte Phasenverschiebung.

In Figur 56 ist der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt ($\Theta_Y = \phi_Y = 90^\circ$) für die Rechnungen mit und ohne Coulombanregung aufgetragen. Hier erkennt man starke Unterschiede zwischen den Kurven, vor allem unter Vorwärtswinkeln. Der Vergleich der Rechnungen mit dem Experiment zeigt, daß die Coulombanregung im untersuchten Winkelbereich in den CC-Analysen richtig berücksichtigt wurde.

Die Unterschiede in den Rechnungen im Vorwärtswinkelbereich, die vor allem im doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt deutlich zu Tage treten, könnten durch die Annahme von Kern-Coulomb-Interferenzen erklärt werden, die bei Analysen von



Figur 55: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen bei Ankopplung bzw. Nichtankopplung des Coulombpotentials.



Figur 56: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen bei Ankopplung bzw. Nichtankopplung des Coulombpotentials.

von Schwerionenstreudaten nachgewiesen wurden⁸⁵⁾. Dort ergab sich in den Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts bzw. der Übergangsamplituden ein ausgeprägtes Minimum^{85,86,16)}, das bei Winkeln etwas unterhalb des sog. grazing-Winkels lag. Der "grazing-Winkel" beschreibt diejenige Richtung, in die Teilchen gestreut werden, die den Targetkern gerade gestreift haben; er läßt sich berechnen aus dem klassischen Ausdruck für den minimalen erreichbaren Abstand zwischen zwei Teilchen, die sich mit einer Coulomb-Kraft abstoßen⁸⁷⁾ :

$$r_{\min} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 E} \left(1 + \frac{1}{\sin \left(\frac{\phi_{gr}}{2} \right)} \right) \quad (*)$$

mit

$$r_{\min} = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

A_1, A_2 = Projektilmasse, Targetmasse

Z_1, Z_2 = Projektilladung, Targetladung

E = Einschußenergie

e = Elementarladung

ϕ_{gr} = grazing-Winkel im Schwerpunktsystem

Daß Kern-Coulombinterferenzen gerade unter der angegebenen Winkel ϕ_{gr} sichtbar werden, ist anschaulich folgendermaßen zu verstehen:

Teilchen, die in großem Abstand am Targetkern vorbeifliegen ($r \gg r_{\min}$), sehen praktisch nur das Coulomb-Feld; sie werden nur schwach abgelenkt und dadurch vor allem unter Vorwärtswinkeln nachgewiesen.

Diejenigen Teilchen, die den Targetkern treffen und in diesen eindringen, wechselwirken im wesentlichen mit der Kernkraft; sie werden v.a. unter großen Winkeln emittiert, da (wegen $r < r_{\min}$) ein kleinerer Stoßparameter einem größeren Streuwinkel entspricht.

An der Kernoberfläche sind Kern- und Coulombkraft ungefähr gleichstark. Da die Kernkräfte anziehend, die Coulombkräfte jedoch abstoßend sind, treten Interferenzeffekte auf, die durch die Streuung von Teilchen in diesem Bereich des Kerns besonders gut beobachtet werden.

Die in Experimenten mit schweren Ionen gemessenen Interferenzstrukturen liegen nicht genau an der Stelle des "grazing-Winkels", sondern sind meist zu etwas kleineren Winkeln verschoben und zeigen eine gewisse Winkelbreite von $\sim 10-15^\circ$. Dies ist nicht verwunderlich, da die oben angegebene Gleichung (*) nur eine grobe Näherung darstellt. Dieses Verhalten wird auch im vorliegenden Fall beobachtet (Fig.5f). Gleichung (*) ergibt je nach Annahme von r_0 (1,25-1,35 fm) für $\phi_{gr} \sim 70^\circ - 80^\circ$. Die CC-Rechnungen liefern die größten Unterschiede im Winkelbereich $40^\circ - 50^\circ$.

2. Der Einfluß der Parameter des optischen Modells und der Quadrupoldeformation

Bei der Anpassung an die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden die Parameter des Realteils V_0, r_0, a_0 , des Imaginärteils W_D, r_D, a_D des optischen Potentials und die Quadrupoldeformation β_2 variiert. Die Parameter des Spin-Bahn-Potentials wurden in einem getrennten Verfahren an die Analysierstärkedaten angepaßt. Die Fits konvergierten eindeutig gegen die in Anhang C aufgeführten "best fit"-Parameter.

Im folgenden soll an Hand einer Variation von V, W und β diskutiert werden, wie stark die einzelnen Meßgrößen von den Parametern des optischen Modells und der Größe der Quadrupoldeformation abhängen. Um die auftretenden Effekte miteinander vergleichen zu können, wurden die Parameter V, W und β um ungefähr den gleichen Prozentsatz verändert; ausgehend von dem Parametersatz I (Anhang C) wurde V und W jeweils um 2 MeV und 4 MeV erniedrigt und β_2 um 0.04 und 0.08 erhöht.

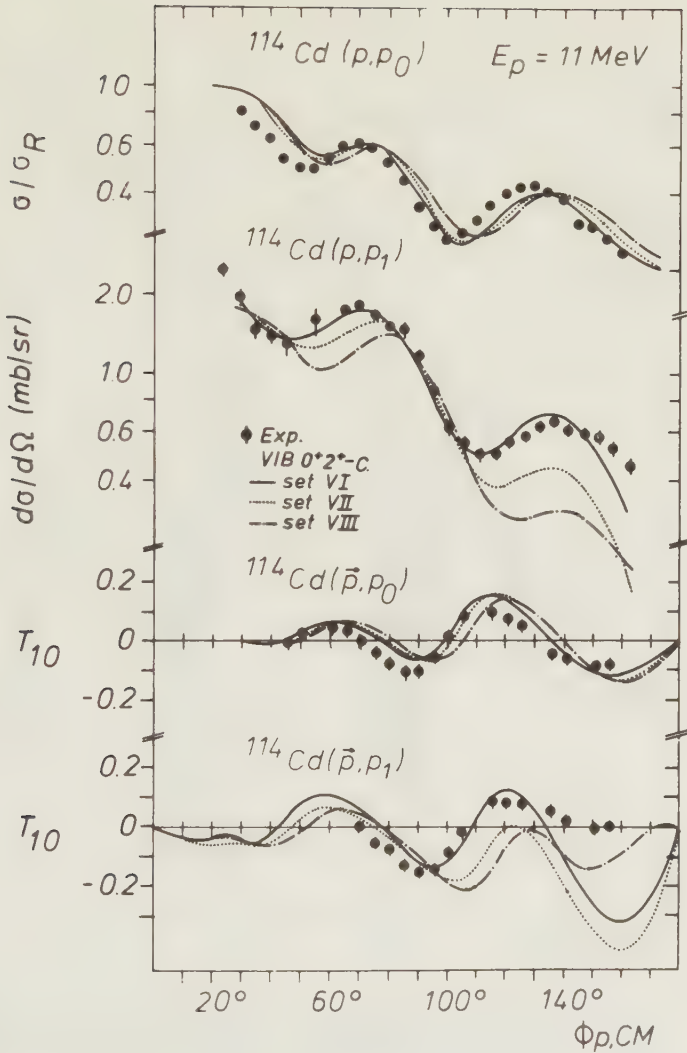
Die Tiefe des Realteils V

Eine Verringerung von V bringt im differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung (siehe Fig.57) geringe Unterschiede. Nur eine minimale Phasenverschiebung zu größeren Winkeln ist zu erkennen. Diese Phasenverschiebung zeigt sich auch im Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung; hier ergeben sich jedoch große Unterschiede im Absolutwert. Eine kleinere Potentialtiefe V liefert auch einen kleineren Wirkungsquerschnitt. In der Analysierstärke der elastischen Streuung zeigt sich derselbe Effekt wie im elastischen Wirkungsquerschnitt. Auch in der Analysierstärke der inelastischen Streuung sieht man eine Phasenverschiebung hin zu größeren Winkeln. Zusätzlich wird die Amplitude unter Rückwärtswinkeln gedämpft. Ähnliche Ergebnisse lieferten auch Analysen von Deuteronenstreudaten⁸⁸⁾.

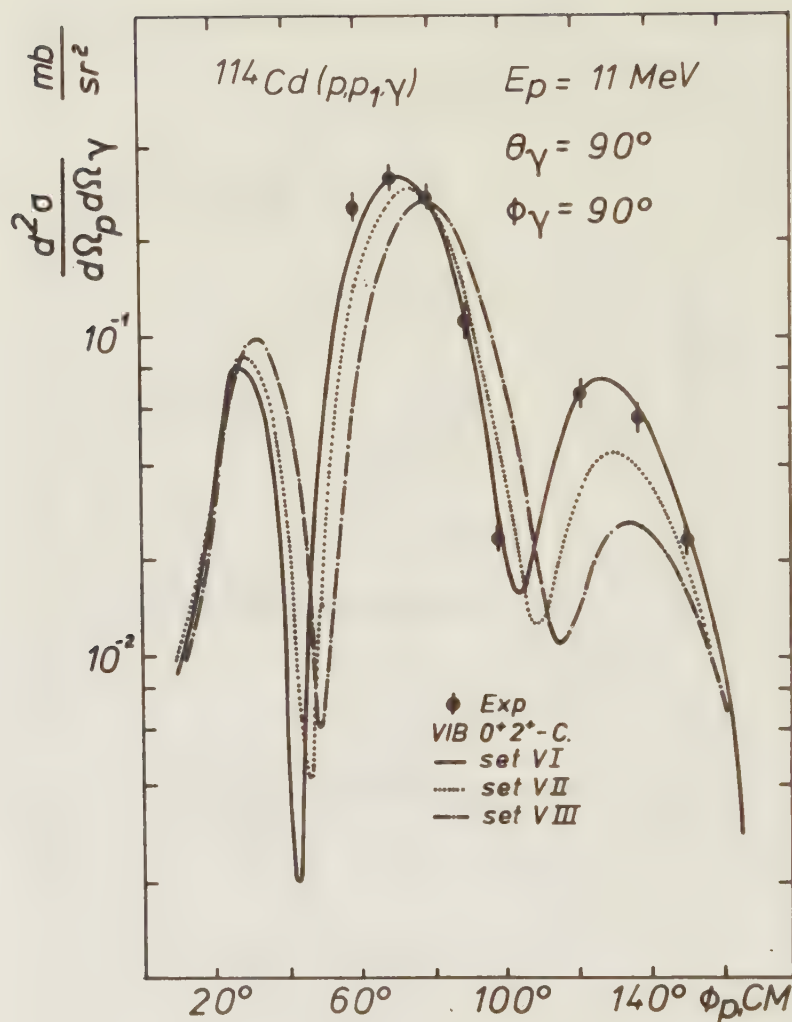
Die Auswirkungen der verschiedenen Tiefen des Realteils des optischen Potentials auf den unpolarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt sind in Figur 58 für die γ -Position $\Theta_\gamma = \phi_\gamma = 90^\circ$ demonstriert. Neben der Absenkung im Rückwärtswinkelbereich erkennt man wieder die schon im Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke aufgetretene Phasenverschiebung. Auch in der Korrelationsasymmetrie, für die gleiche Stellung des γ -Detektors $\Theta_\gamma = \phi_\gamma = 90^\circ$ in Figur 59 gezeigt, ergibt sich eine Verschiebung der Kurven, die Korrelationsasymmetrie wird jedoch nicht so stark bei der Variation der Tiefe des Realteils des optischen Potentials beeinflusst wie etwa Wirkungsquerschnitt und Analysierstärke der inelastischen Streuung.

Die Tiefe des Imaginärteils W

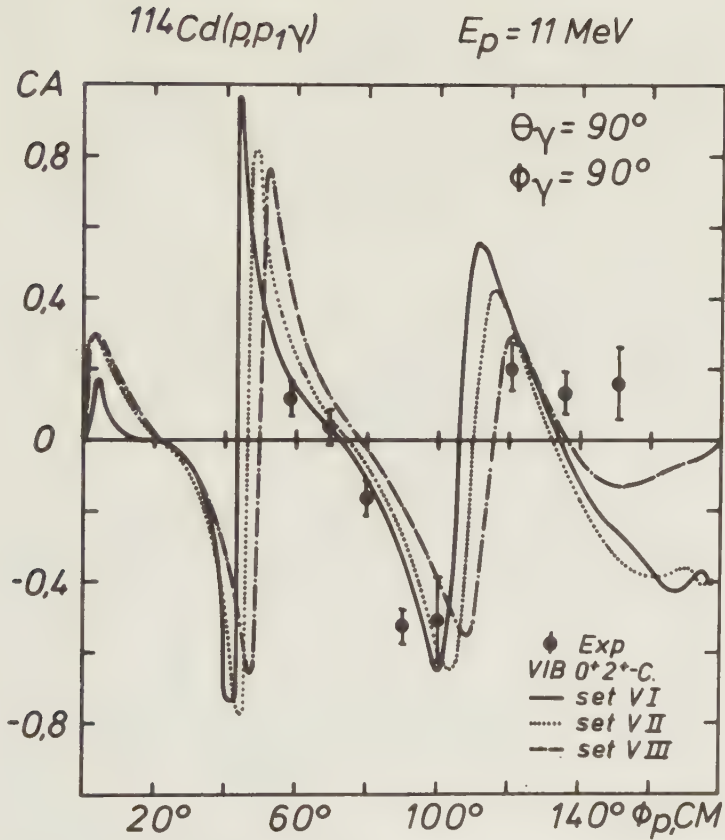
Im folgenden werden die Effekte untersucht, die sich bei Reduzierung der Tiefe des Imaginärteils ergeben. Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung (Fig.60) wird nur bei kleineren Werten modifiziert (im Minimum bei $\phi_{p,CN} \approx 100^\circ$ und bei extremen Rück-



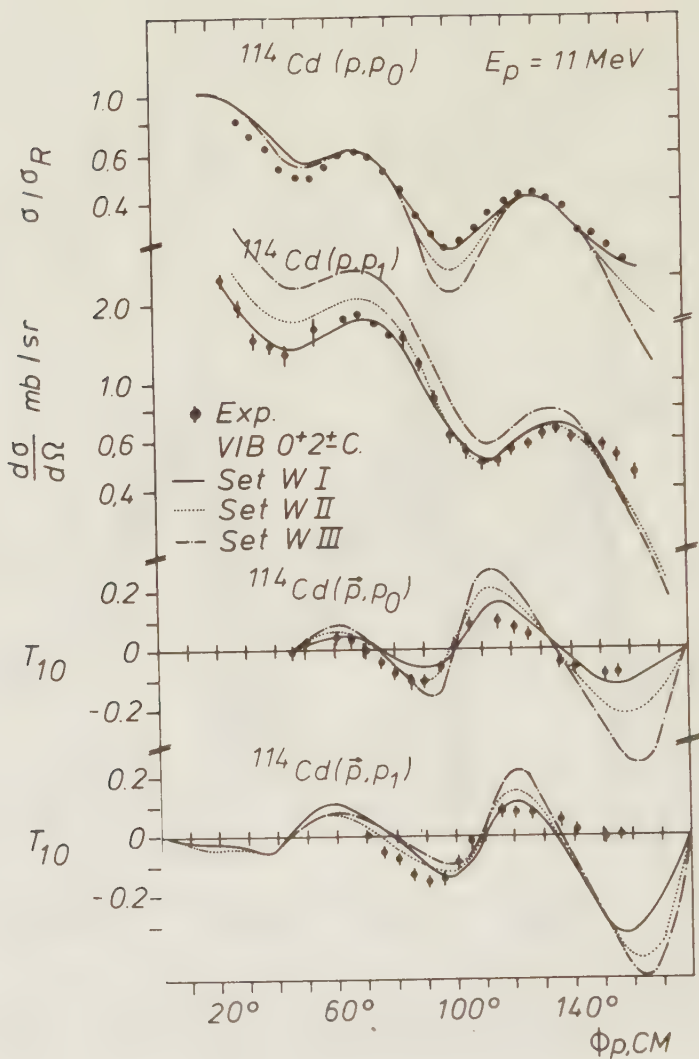
Figur 57: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Tiefe des Realteils des optischen Potentials V .



Figur 58: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)$ im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Tiefe des Realteils des optischen Potentials V .



Figur 59: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Tiefe des Realteils des optischen Potentials V.



Figur 60: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Tiefe des Imaginärteils des optischen Potentials W.

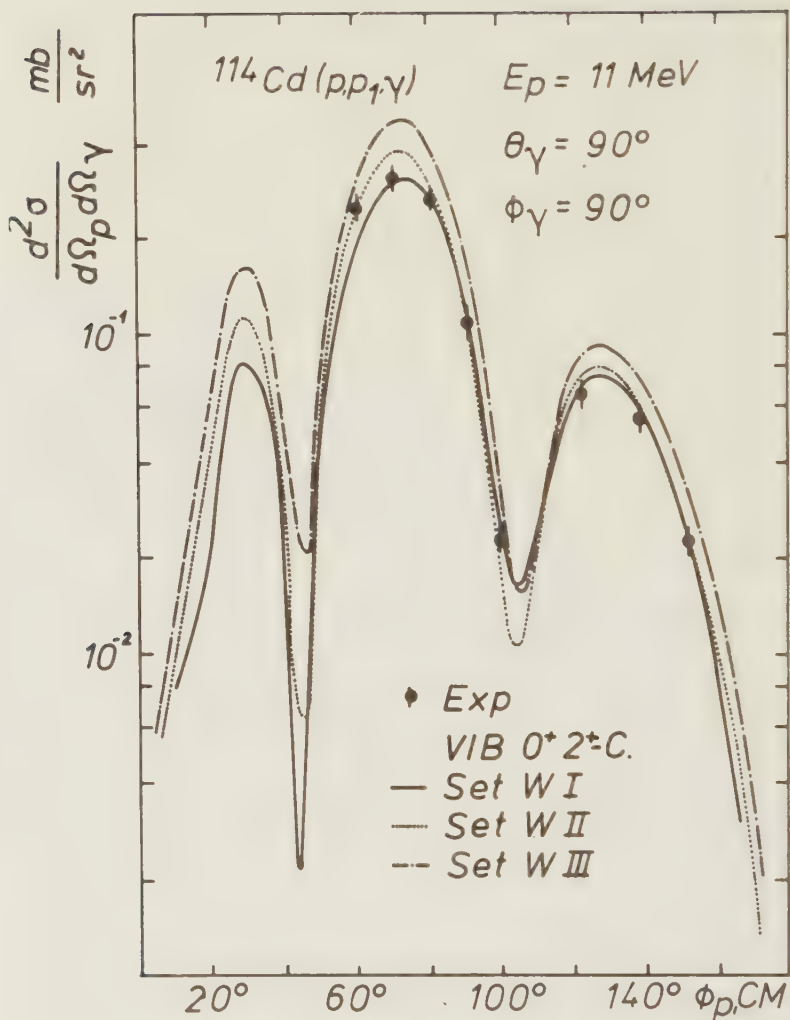
wärtswinkeln). Ein kleineres W liefert stärkere Strukturen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung wird vor allem unter Vorwärtswinkeln angehoben.

Die Analysierstärken der elastischen und inelastischen Streuung erfahren eine Vergrößerung der Amplitude und eine leichte Phasenverschiebung zu größeren Winkeln (siehe hierzu auch Ref.²⁶). Auch der unpolarisierte doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt (hier für $\Theta_Y = \phi_Y = 90^\circ$ in Fig.61) wird in derselben Richtung verschoben. Außerdem wird der Betrag des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts vergrößert. In Figur 62 ist die Korrelationsasymmetrie für $\Theta_Y = \phi_Y = 90^\circ$ gezeigt. Hier ergibt sich eine Veränderung der Amplitude und zwar unter Vorwärtswinkeln zu kleineren Werten, unter Rückwärtswinkeln zu größeren Werten. Insgesamt gesehen hängen doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt und Korrelationsasymmetrie etwas schwächer von der Tiefe des Imaginärteils ab als die differentiellen Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken.

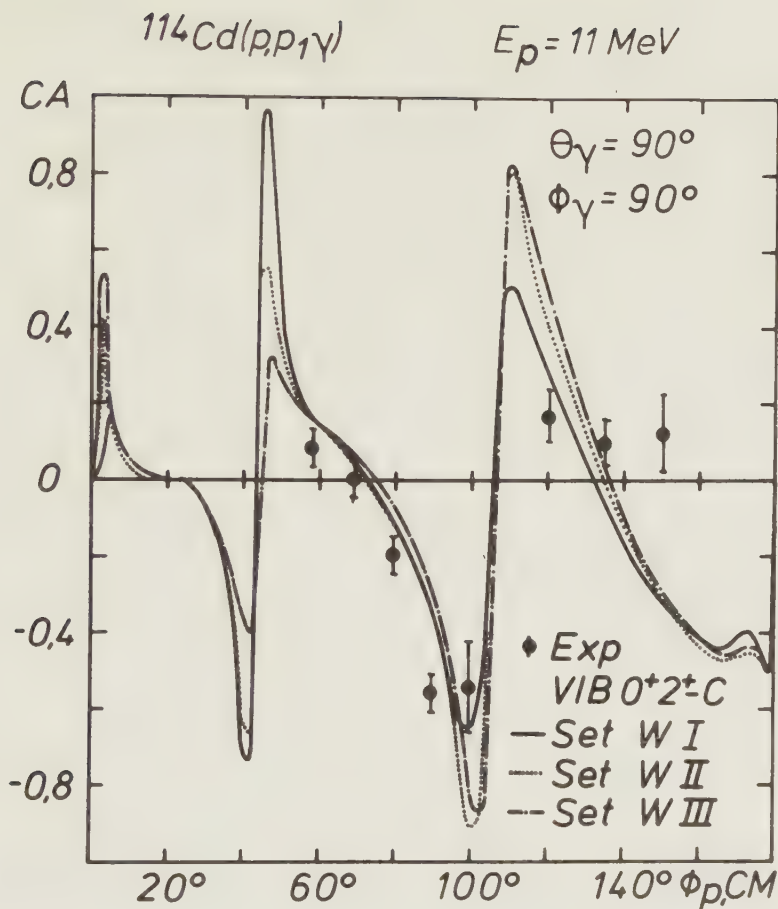
Am Beispiel der Tiefe des Realteils V und des Imaginärteils W konnte gezeigt werden, daß die Parameter des Realteils und des Imaginärteils des optischen Potentials den differentiellen Wirkungsquerschnitt (v.a. bei der inelastischen Streuung) stärker beeinflussen als die Korrelationsgrößen. Daraus folgt, daß diese Parameter durch die Anpassung an die differentiellen Wirkungsquerschnitte sehr gut festgelegt werden können. Die Fits konvergierten daher auch eindeutig gegen die im Anhang C angegebenen Parameterwerte.

Die Quadrupoldeformation

Die Quadrupoldeformation β_2 wurde ausgehend von Parametersatz I (Anhang C) um 0.04 und 0.08 vergrößert. Aufgrund der Kopplung des elastischen und inelastischen Kanals wirkt sich diese Änderung auch im elastischen Kanal aus - im Gegensatz zu DWBA-Rechnungen, wo sich eine Variation von β_2 nur im inelastischen Kanal bemerkbar macht. Während der Wirkungs-



Figur 61: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1 \gamma)$ im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Tiefe des Imaginärteils des optischen Potentials W.



Figur 62: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Tiefe des Imaginärteils des optischen Potentials W.

querschnitt der elastischen Streuung (siehe Fig.63 oben) durch die Vergrößerung der Quadrupoldeformation β_2 nur unter Rückwärtswinkeln $\phi_{p,CV} \geq 100^\circ$ beeinflusst wird, wird der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung im gesamten Winkelbereich angehoben. Die Abhängigkeit ist etwas schwächer als proportional zu β_2^2 (siehe hierzu auch Kap.III.7). Die Analysierstärken (Fig.63 unten) zeigen nur wenig Abhängigkeit von der Absolutgröße von β_2 ; ein Vergrößern von β_2 bringt eine leichte Dämpfung der Amplituden.

In Figur 64 sind die Rechnungen zu den verschiedenen Werten von β_2 für den unpolarisierten doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt ($\theta_Y = \phi_Y = 90^\circ$) aufgetragen. Ähnlich wie beim differentiellen Wirkungsquerschnitt machen sich die Änderungen der Quadrupoldeformation in der Absoluthöhe bemerkbar.

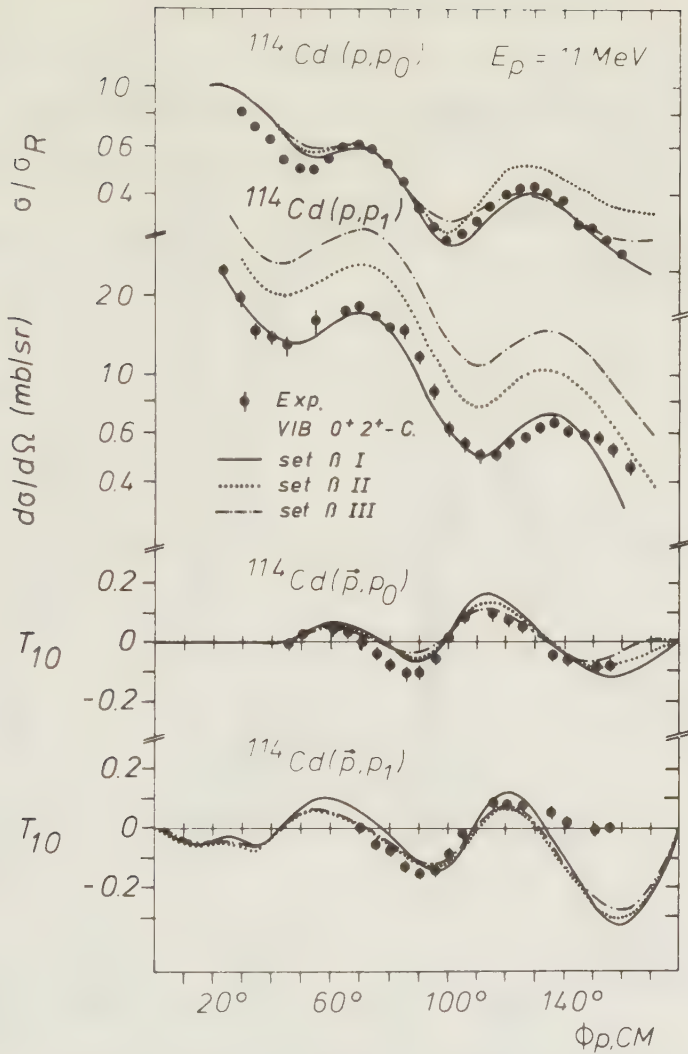
Die Korrelationsasymmetrie (Fig.65; $\theta_Y = \phi_Y = 90^\circ$) zeigt eine etwas stärkere Abhängigkeit von der Quadrupoldeformation als die Analysierstärke. Es ergibt sich jedoch derselbe Effekt wie dort: Ein Vergrößern von β_2 bringt eine Dämpfung der Amplitude.

Zur Festlegung der Größe der Quadrupoldeformation eignen sich besonders differentielle und doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte der inelastischen Streuung.

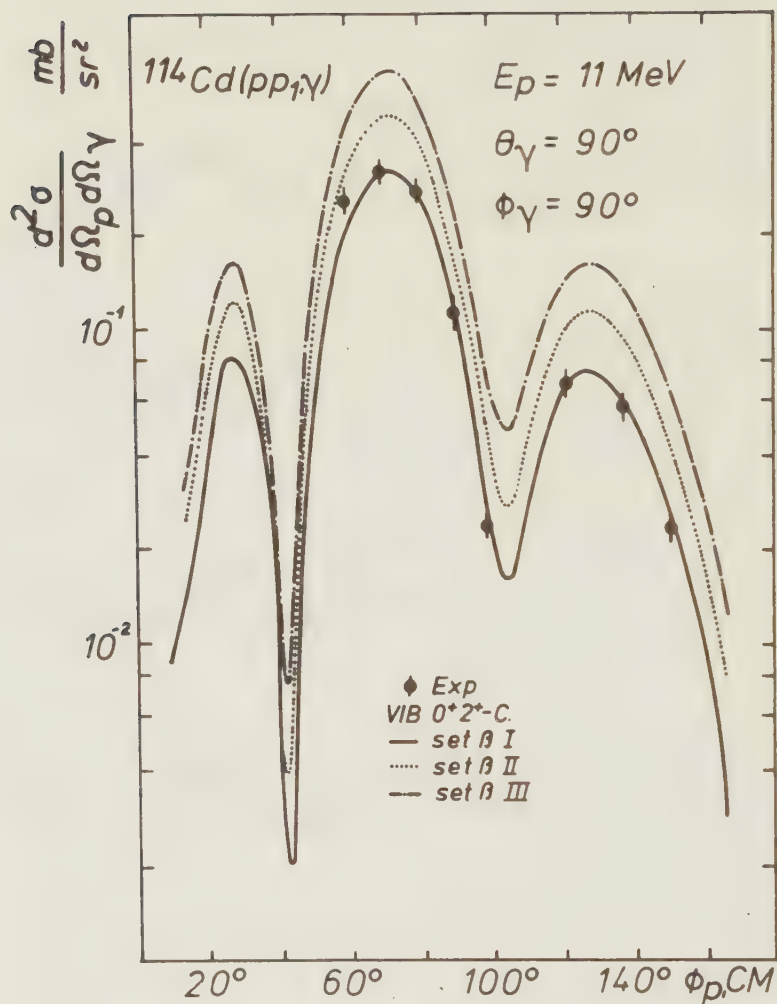
Der Einfluß der Ankopplung des 4^+ -Zustands und der Hexadekapoldeformation

In Kapitel III. A2 wurde das Verfahren der gekoppelten Kanäle für den Fall der 0^+2^+ -Kopplung behandelt. Hier soll am Beispiel der Reaktion $^{24}\text{Mg}(p,p')$ der Einfluß der Ankopplung eines weiteren Zustands (hier speziell des 4^+ -Zustand) auf die verschiedenen Meßgrößen diskutiert werden. ^{24}Mg wurde ausgesucht, da hier höhere Kopplungsterme wegen der großen Quadrupol- und Hexadekapoldeformation eine größere Rolle spielen sollten als etwa bei ^{114}Cd .

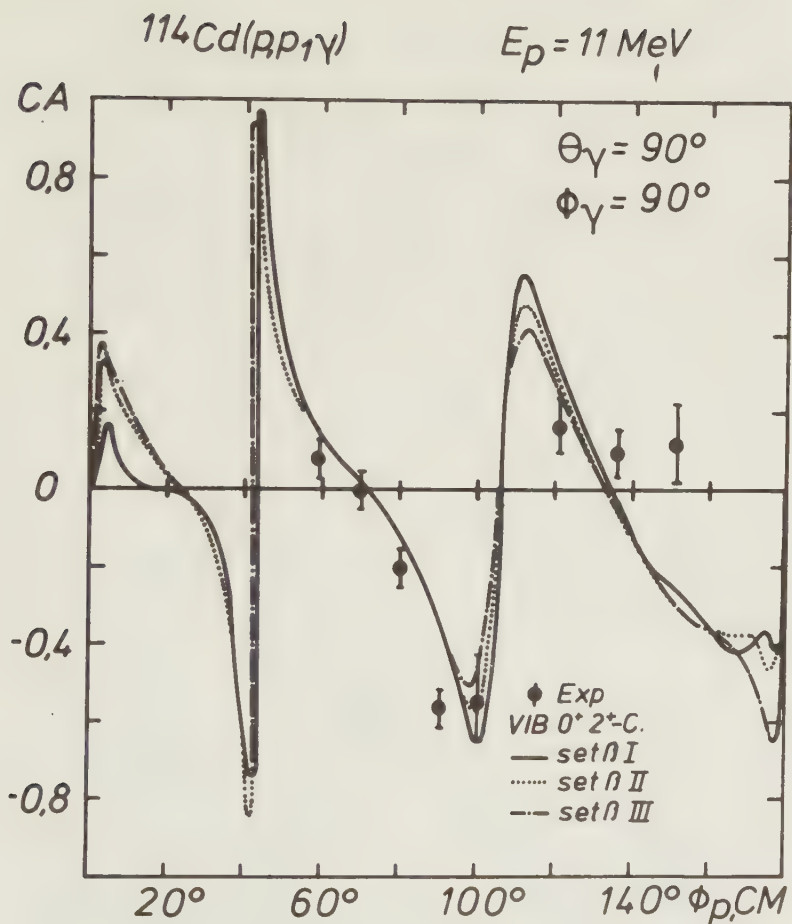
Will man einen weiteren Zustand (z.B. ein 4^+ -Niveau) in die Kopplung mit einbeziehen, so muß man das Potential



Figur 63: Experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysierstärken für elastische und inelastische Protonenstreuung an ^{114}Cd im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Quadrupoldeformation.



Figur 64: Experimenteller doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)$ im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Quadrupoldeformation.



Figur 65: Experimentelle Korrelationsasymmetrie für die Reaktion $^{114}\text{Cd}(p,p_1\gamma)$ im Vergleich mit CC-Vibrationsrechnungen zu verschiedener Quadrupoldeformation.

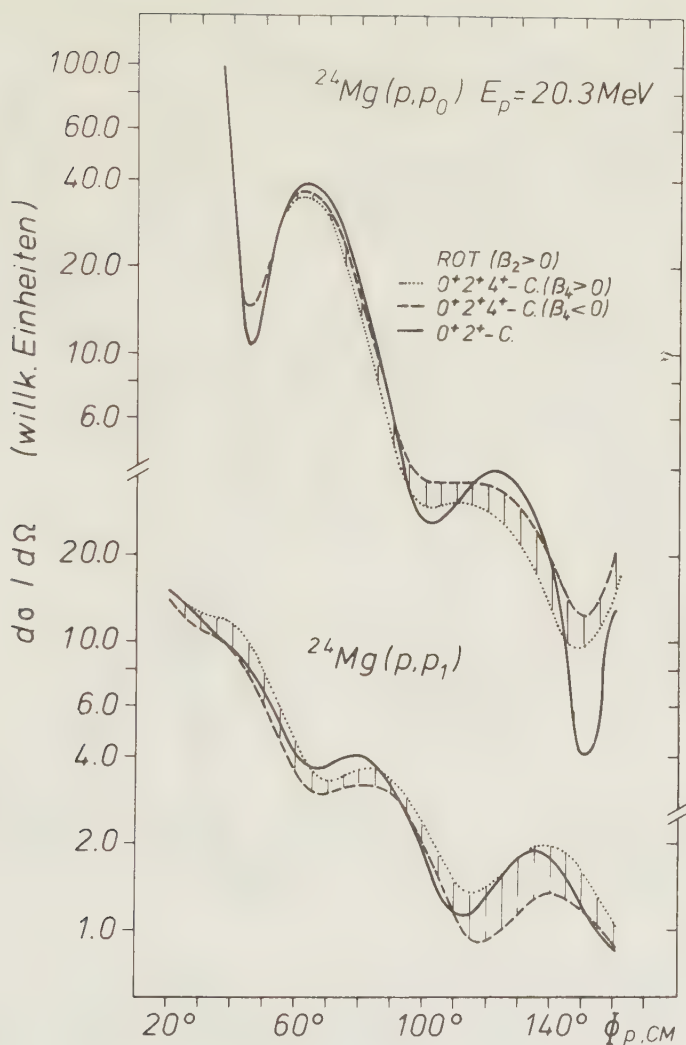
mindestens bis zur zweiten Ordnung entwickeln (vgl. Kap. III. A2), wenn die Anregung über Quadrupolphononen geschehen soll.

Die Ankopplung eines weiteren Niveaus führt zu zusätzlichen Termen in den Gleichungen (1) und (2), zu einer Entvölkerung im elastischen Kanal (Gl.(1)) und zu einer Bevölkerung des inelastischen 2^+ -Kanals (Gl.(2)). Diese Terme sind proportional zu β_2^2 bzw. zu β_2 . Die Kopplungsmatrixelemente, die für den Übergang $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 4^+$ zuständig sind, sind ebenfalls proportional β_2^2 . Es wäre auch eine direkte Anregung des 4^+ -Zustands $0^+ \rightarrow 4^+$ denkbar. Hierzu müßte eine Hexadekapoldeformation β_4 angenommen werden. Die entsprechenden Matrixelemente wären dann linear in β_4 im elastischen und im inelastischen 4^+ -Kanal, wenn das Potential in erster Ordnung in β_4 entwickelt wird. Die Rückwirkung auf den inelastischen 2^+ -Kanal ist in niedrigster Ordnung proportional zu $\beta_4 \cdot \beta_2$.

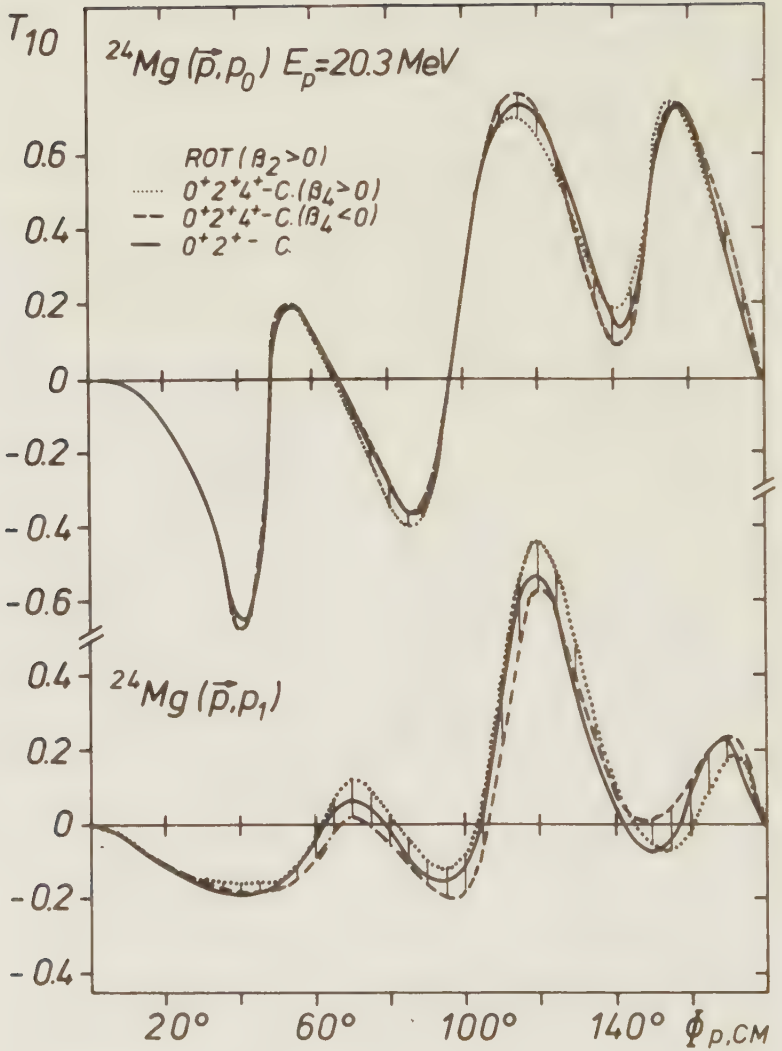
In Figur 66 sind Rechnungen zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten der elastischen und inelastischen Streuung für das Rotationsmodell in 0^+2^+ -Kopplung (durchgezogene Kurve) und in $0^+2^+4^+$ -Kopplung mit positiver und negativer Hexadekapoldeformation gezeigt. Dabei wurde $\beta_4 = + 0.1$ (gepunktete Kurve) und $\beta_4 = - 0.1$ (gestrichelte Kurve) gesetzt. (Die Rechnung zu $\beta_4 = 0$ verläuft genau zwischen diesen beiden Kurven). Durch die Ankopplung des 4^+ -Zustands wird der Verlauf der Rechnungen etwas gedämpft, die Größe der Hexadekapolformation geht in den inelastischen Wirkungsquerschnitt etwas stärker ein als in den elastischen Wirkungsquerschnitt. Aus Figur 67 ist ersichtlich, daß die Analysierstärken relativ wenig Aussagen über den 4^+ -Zustand liefern. Der doppelt differentiellle Wirkungsquerschnitt (Fig.68) und die Korrelationsasymmetrie (Fig.69) dagegen reagieren wesentlich empfindlicher auf die Ankopplung des 4^+ -Zustands.

Der Einfluß Terme höherer Ordnung

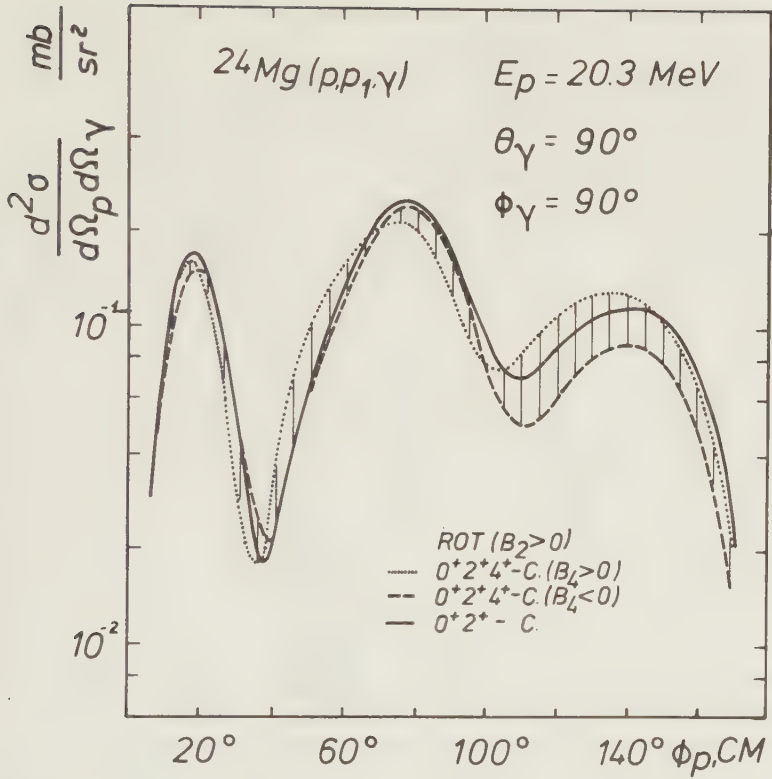
Bei den CC-Rechnungen im Rahmen des Vibrationsmodells ist es möglich, die Entwicklung des Potentials nach der "Kopp-



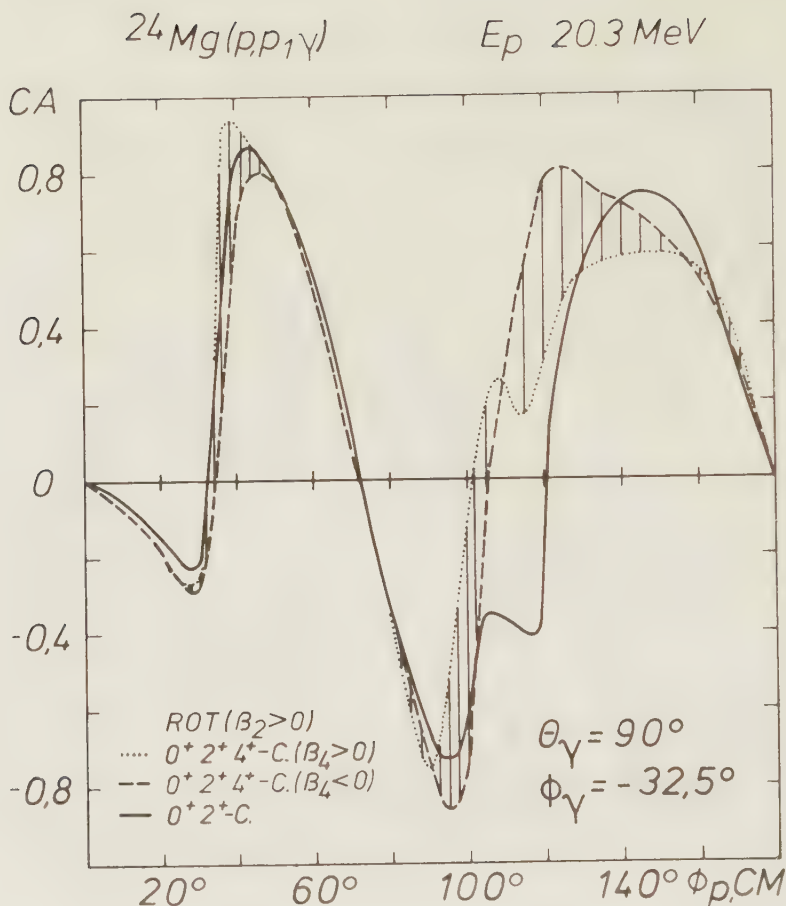
Figur 66: CC-Rechnungen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen und inelastischen Protonenstreuung an ^{24}Mg im Rotationsmodell ($B_2 > 0$) in 0^+2^+ - und $0^+2^+4^+$ -Kopplung - Einfluß der Hexadekapoldeformation.



Figur 67: CC-Rechnungen zu den Analysierstärken der elastischen und inelastischen Protonenstreuung an ^{24}Mg im Rotationsmodell ($\beta_2 > 0$) in $O^+2^+ -$ und $O^+2^+4^-$ -Kopplung - Einfluß der Hexadekapoldeformation.

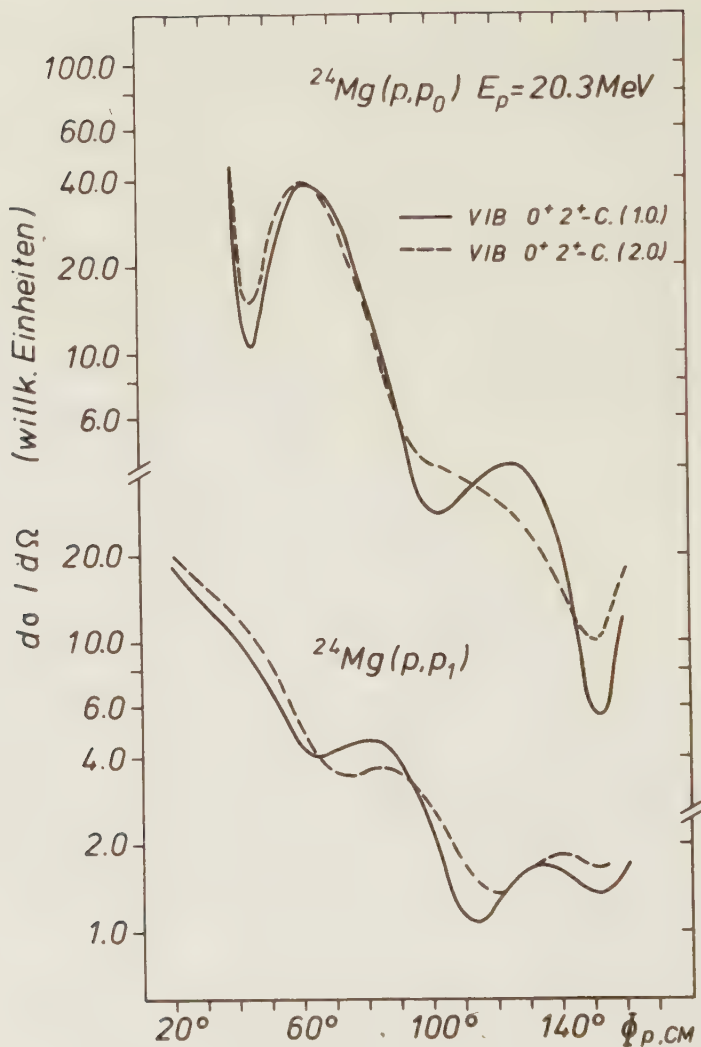


Figur 68: CC-Rechnungen zum doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt der inelastischen Protonenstreuung an ^{24}Mg im Rotationsmodell ($B_2 > 0$) in 0^+2^+- und $0^+2^+4^+-$ Kopplung - Einfluß der Hexädekapoldeformation.

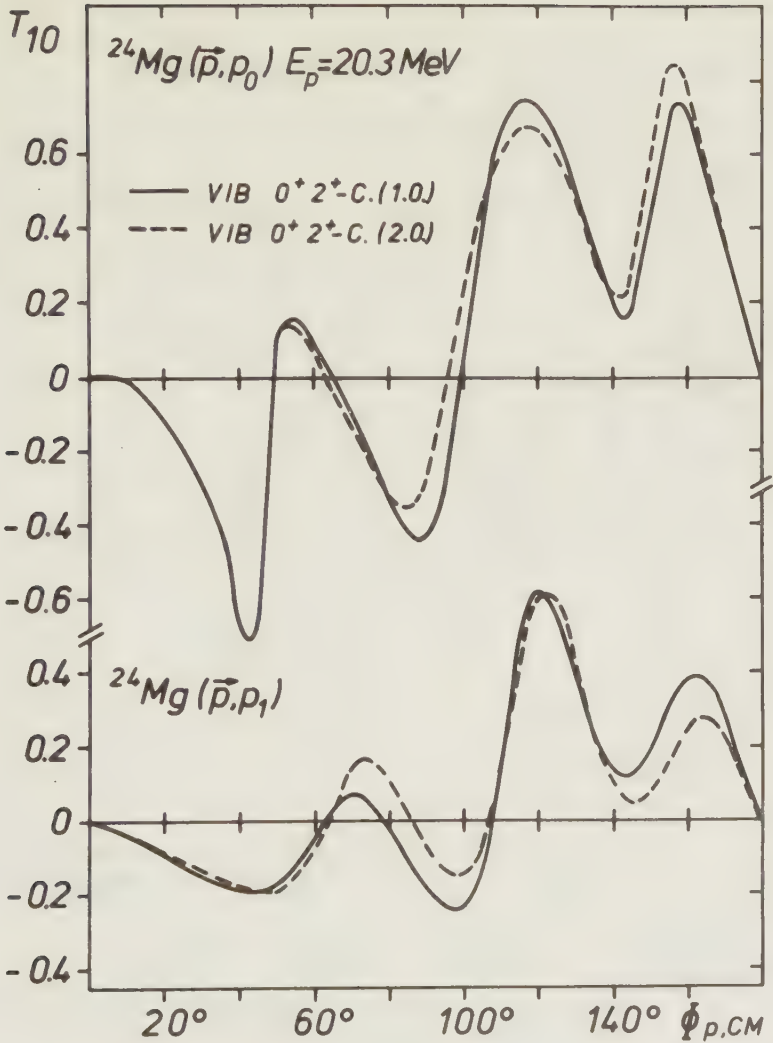


Figur 69: CC-Rechnungen zur Korrelationsasymmetrie der inelastischen Protonenstreuung an ^{24}Mg in Rotationsmodell ($B_2 > 0$) in O^+2^+ - und $O^+2^+4^+$ -Kopplung - Einfluß der Hexadekapoldeformation.

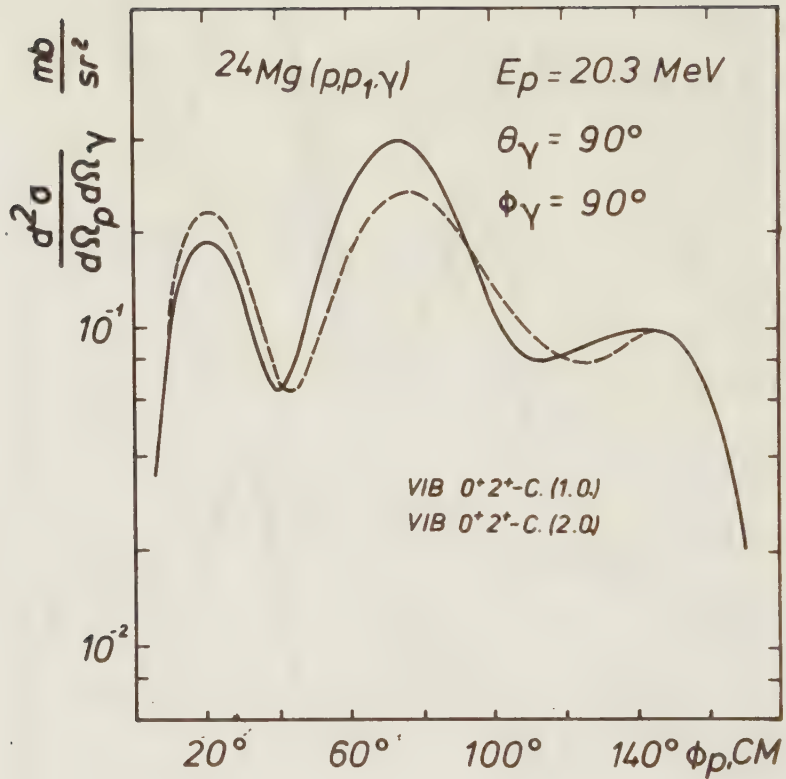
lungsstärke" bis zur zweiten Ordnung zu berücksichtigen. Während die Rechnungen in erster und zweiter Ordnung bei den Analysen von ^{114}Cd nahezu gleich verliefen, sollten sich im Falle von ^{24}Mg auf Grund der höheren Quadrupoldeformation (hier ergab sich für das Vibrationsmodell $\beta_2 = 0.423$) größere Unterschiede ergeben. Diese Annahme wird durch die Rechnungen bestätigt. Die Größe dieses 2.-Ordnung-Effekts (bei großer Quadrupoldeformation) wird für die Wirkungsquerschnitte in Figur 70, für die Analysierstärken in Figur 71, für den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt in Figur 72 und für die Korrelationsasymmetrie in Figur 73 demonstriert.



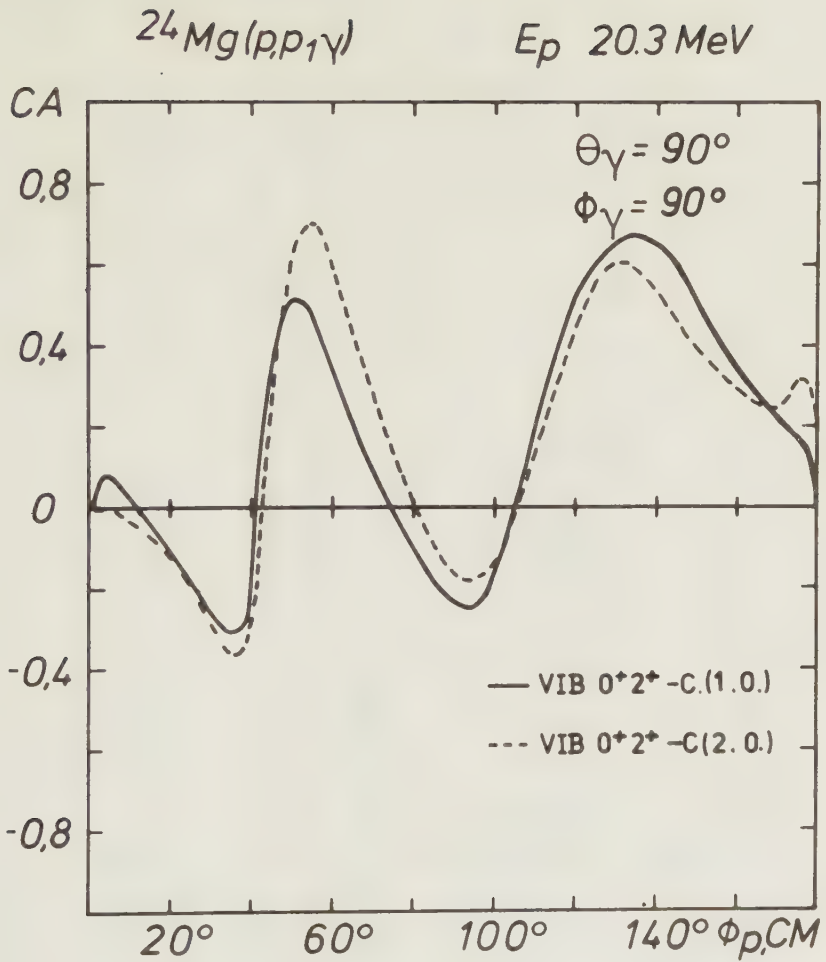
Figur 70: CC-Vibrationsrechnungen in 1. und 2. Ordnung zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen und inelastischen Protonenstreuung an ^{24}Mg .



Figur 71: CC-Vibrationsrechnungen in 1. und 2. Ordnung zu den Analysierstärken der elastischen und inelastischen Protonenstreuung an ^{24}Mg .



Figur 72: CC-Vibrationsrechnungen in 1. und 2. Ordnung zum doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{24}\text{Mg}(p, p_1 \gamma)$.



Figur 73: CC-Vibrationsrechnungen in 1. und 2. Ordnung zur Korrelationsasymmetrie der Reaktion $^{24}\text{Mg}(p,p_1\gamma)$.

Anhang C. Modellparameter der CC-Analysen

$^{114}\text{Cd} (p,p') \ 0^+ - 2^+ \text{-Kopplung}$

	V_R	r_R	a_R	W_D	r_D	a_D	V_{SO}	r_{SO}	a_{SO}	β_2	r_C	χ^2
I VIB	59.07	1.14	0.926	13.67	1.33	0.538	6.00	1.20	0.70	0.164	1.20	10.0
II ROT β_0	54.36	1.20	0.764	9.65	1.25	0.774	6.00	1.20	0.70	0.172	1.25	11.7
III ROT β_0	55.37	1.20	0.785	11.48	1.25	0.732	6.00	1.20	0.70	-0.185	1.25	13.4
IV VIB	59.19	1.14	0.919	13.45	1.33	0.538	4.89	1.25	0.588	0.164	1.20	

$^{114}\text{Cd} (p,p') \ 0^+ - 2^+ - 2^+ \text{- bzw. } 0^+ - 2^+ - 4^+ \text{-Kopplung}$

V VIB	63.81	1.10	0.94	13.13	1.31	0.53	5.00	1.20	0.70	0.171	1.20	11.3
VI ROT β_0	53.70	1.20	0.83	10.59	1.31	0.64	5.00	1.20	0.70	+0.164	1.25	10.3
VII ROT β_0	61.67	1.08	1.02	15.06	1.37	0.50	5.00	1.20	0.70	-0.165	1.35	10.3

$^{24}\text{Mg} (p,p') \ 0^+ - 2^+ \text{-Kopplung}$

VIII VIB	46.13	1.21	0.68	6.73	1.14	0.61	5.15	0.97	0.32	0.423	1.30	
IX ROT β_0	44.61	1.14	0.64	6.29	1.14	0.65	5.15	0.97	0.32	0.395	1.30	
X ROT $\beta_0 < 0$	47.80	1.21	0.61	8.46	1.14	0.54	5.15	0.97	0.32	-0.490	1.30	

Anhang D Meßergebnisse: 1. Differentielle Wirkungsquerschnitte und Analysier-
stärken der elastischen und inelastischen Proton-
streuung an ^{114}Cd

ϕ P_{1CH}	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{P_1}}$ (mb/sr)	Fehler	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{P_0}}$ (mb/sr)	Fehler	$T_{10}(P_1)$ Fehler	$T_{10}(P_0)$ Fehler
25.2 °	2.47	0.19	-	-	-	-
30.3 °	1.93	0.11	4361.39	130.8	-	-
35.3 °	1.44	0.09	2143.37	64.0	-	-
40.3 °	1.37	0.09	1134.02	34.0	-	-
45.4 °	1.29	0.11	604.53	18.0	-	-0.01
50.4 °	-	-	374.07	11.0	-	+0.03
55.4 °	1.58	0.27	262.85	7.9	-	-
60.5 °	-	-	212.10	6.4	-	+0.04
65.5 °	1.75	0.04	174.95	5.2	-	+0.03
70.5 °	1.81	0.03	139.59	4.2	+0.01	-0.01
75.5 °	1.67	0.03	106.08	3.2	-0.05	-0.04
80.5 °	1.52	0.02	75.36	2.3	-0.07	-0.08
85.5 °	1.44	0.08	52.20	1.6	-0.13	-0.11
90.5 °	1.19	0.07	34.60	1.0	-0.16	-0.11
95.5 °	0.88	0.05	24.90	0.8	-0.15	-0.06
100.5 °	0.64	0.02	19.66	0.6	-0.09	+0.01
105.5 °	0.56	0.02	17.41	0.5	-0.02	+0.09
110.5 °	0.50	0.02	17.27	0.5	-	-
115.5 °	0.51	0.02	17.66	0.5	+0.08	+0.09
120.5 °	0.56	0.02	17.44	0.5	+0.08	+0.07
125.4 °	0.59	0.02	17.96	0.5	+0.07	+0.05
130.4 °	0.64	0.02	15.76	0.5	-	-
135.4 °	0.67	0.02	14.00	0.4	+0.05	-0.04
140.3 °	0.63	0.04	12.30	0.4	+0.02	-0.06
145.3 °	0.61	0.02	9.37	0.3	-	-
150.3 °	0.59	0.02	8.65	0.3	-0.01	-0.09
155.2 °	0.54	0.04	7.41	0.2	+0.00	-0.08
160.2 °	0.46	0.06	6.37	0.2	-	-

2. Experimentelle doppelt differenzielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{114}\text{Cd}(p, p_1\gamma)$ für Stellungen des γ -Detektors in der Reaktionsebene bei $E_p = 11 \text{ MeV}$

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} (\theta_p = 90^\circ, \phi_p, \theta_\gamma = 90^\circ, \phi_\gamma) \equiv \sigma_2$$

$\phi_{p,CM}$	ϕ_γ σ_2 (mb/sr)	$\pm 90^\circ$ Fehler σ_2	-32.5° ϕ_γ σ_2 (mb/sr ²) Fehler σ_2	-50° ϕ_γ σ_2 (mb/sr ²) Fehler σ_2	-75° ϕ_γ σ_2 (mb/sr ²) Fehler σ_2	-97.5° ϕ_γ σ_2 (mb/sr ²) Fehler σ_2	-82.5° ϕ_γ σ_2 (mb/sr ²) Fehler σ_2
59.40	249.27	8.8	157.64 5.9	8.78 2.8	90.04 5.3	266.10 7.6	163.50 8.9
69.50	313.96	9.4	131.56 5.4	5.20 1.8	151.72 6.0	357.18 8.8	272.53 11.5
79.50	267.45	7.0	73.35 3.1	4.88 1.9	121.14 5.7	305.16 8.1	239.87 10.8
89.50	108.92	4.4	21.16 1.7	9.76 2.5	68.75 4.0	123.62 5.1	129.40 7.9
99.50	22.25	2.0	4.59 0.9	10.41 2.1	23.47 3.4	34.72 2.7	46.00 4.7
	ϕ_γ $\pm 90^\circ$		$+32.5^\circ$ ϕ_γ	$+50^\circ$ ϕ_γ	$+75^\circ$ ϕ_γ	$+97.5^\circ$ ϕ_γ	$+82.5^\circ$ ϕ_γ
120.40	64.18	2.8	52.14 2.2	14.26 2.3	15.67 1.6	43.93 3.1	90.37 6.6
135.40	53.71	2.6	89.28 2.7	29.35 2.9	7.58 1.1	41.85 3.0	110.19 7.3
150.30	22.66	1.9	73.79 2.5		3.92 0.8	9.57 1.4	56.53 5.2

3. Experimentelle Korrelationsasymmetrien CA für verschiedene Stellungen des γ -Detektors in der Reaktionsebene

ϕ_{γ}		$+90^{\circ}$		-32.5°		$+97.5^{\circ}$		-82.5°		-75°	
$\phi_{p,cm}$		CA	Fehler	CA	Fehler	$\phi_{p,cm}$	CA	Fehler	$\phi_{p,cm}$	CA	Fehler
59.4°	-0.05	0.080	0.080	+0.23	0.010	59.4	+0.14	0.005	+0.21	0.019	0.130
69.5°	+0.00	0.000	0.002	+0.06	0.002	69.5	+0.04	0.001	+0.30	0.021	0.003
79.5°	+0.13	0.200	0.002	-0.03	0.002	79.5	-0.14	0.005	+0.31	0.022	0.030
89.5°	+0.37	0.560	0.002	-0.08	0.002	89.5	-0.46	0.018	+0.08	0.006	0.010
99.5°	+0.35	0.530	0.002	+0.14	0.002	99.5	-0.69	0.055	-0.87	0.087	0.040
$\phi_{\gamma} = + 90^{\circ}$						109.5	+0.18	0.016	-0.26	0.026	0.010
120.5°	+0.10	0.158	0.003	+32.5°		+97.5°			+82.5°	114.5	0.040
135.4°	+0.06	0.090	0.002	+0.40	0.002	120.5	+0.12	0.008	-0.09	0.005	0.003
150.3°	-0.07	0.110	0.002	+0.08	0.002	135.4	+0.02	0.001	-0.06	0.003	0.030
				-0.06	0.002	150.3	+0.16	0.024	-0.06	0.003	0.040

4. Experimentelle Parameter λ , c und ϕ_2 und experimentelle Spinflipwahrscheinlichkeit W_S

$\phi_{p,CV}$	λ	Fehler	C	Fehler	ϕ_2	Fehler	$\phi_{p,CV}$	W_S	Fehler
59.4°	0.017	0.032	1.576	0.033	59.853°	0.471	69.5°	0.013	0.005
69.5°	-0.059	0.022	2.458	0.023	53.441°	0.312	79.5°	0.015	0.005
79.5°	-0.045	0.020	2.145	0.021	49.112°	0.280	89.5°	0.008	0.004
89.5°	-0.004	0.024	1.168	0.019	45.769°	0.579	99.5°	0.012	0.004
99.5°	0.049	0.027	0.487	0.023	39.288°	1.463	115.5°	0.029	0.012
120.5°	-0.059	0.048	2.010	0.041	29.691°	0.518	120.5°	0.018	0.010
135.4°	-0.095	0.061	2.015	0.034	24.483°	0.441	135.4°	0.038	0.010
150.3°	0.044	0.042	1.822	0.034	17.258°	0.679	150.3°	0.047	0.014

Literaturverzeichnis

- 1) T.J. Yule and W.Haeberli, Nucl.Phys. A 117 (1968) 1
- 2) W.Kretschmer and G.Craw, Phys.Rev.Lett. 27 (1971) 1294
- 3) R.Henneck and G.Craw, Nucl.Phys. A 281 (1977) 261
- 4) H.Wagner, A.Hofmann and F.Vogler, Nucl.Phys.Lett.
47 B (1973) 497
- 5) S.G.Steadman, T.A.Belote, R.Goldstein, L.Grodzins,
D.Cline, M.J.de Voigt and
F.Videbaek, Phys.Rev.Lett.
33 (1974) 499
- 6) U.Scheib, A.Hofmann and F.Vogler, Phys.Rev.Lett.
34 (1975) 1586
- 7) A.E.Litherland and A.J.Ferguson, Can.J.Phys. 39 (1961) 788
- 8) W.Eyrich, S.Schneider, A.Hofmann and F.Vogler, Phys.Rev.
C 11 (1975) 1658
- 9) V.Gerbig, H.Hofmann, U.Scheib and F.Vogler, Proceedings
of the fourth conference on the
application of small accelerators,
Denton 1976, IEEE Publ.
No.76 CH 1175-9-NTS
- 10) W.Eyrich, A.Hofmann, U.Scheib, S.Schneider, F.Vogler and
H.Rebel, Phys. Lett. 63 (1976) 406
- 11) M.Sakai and T.Tamura, Phys.Lett. 10 (1964) 323
- 12) P.H.Stelson, L.J.C.Ford, Jr., R.L.Robinson, C.Y.Wong
and T.Tamura, Nucl.Phys.
A 119 (1968) 14
- 13) F.K.Mc Gowan, R.L.Robinson, P.H.Stelson and J.L.C.Ford,
Jr., Nucl.Phys. 66 (1965) 97
- 14) D.Eccleshall, B.M.Hinds, M.J.L.Yates and N.Mac Donald,
Nucl.Phys. 37 (1962) 377
- 15) T.Tamura and T.Udagawa, Phys.Rev.Lett. 15 (1965) 765
- 16) S.Schneider und W.Eyrich, Diplomarbeit, Erlangen 1974
- 17) W.Eyrich, A.Hofmann, S.Schneider, G.Muhr u. M.Wandt
Jahresbericht des Phys.Instituts
Erlangen, 1974, S.302
- 18) Gerald G.Ohlsen and P.W.Keaton, Jr., Nucl.Inst.and Meth.
109 (1973) 41
- 19) W.A.Kolasinski, J.Eenmaa, F.H.Schmidt, H.Sherif and
J.R.Tesmer, Phys.Rev.180 (1969)
1006
- 20) T.Ericson and T.Mayer-Kuckuk, Ann.Rev.Nucl. Sci.16
(1966) 183
- 21) F.Vogler, Dissertation, Erlangen 1972
- 22) A.Hofmann, G.Philipp, K.Thomas and F.Vogler,
Nucl.Inst.Meth. 101 (1972) 467

- 23) W.Emmerich, A.Hofmann, C.Philipp, K.Thomas and F.Vogler,
A.Dittner and J.W.Klein,
Nucl.Inst.Meth. 88 (1970) 327
Nucl.Inst.Meth. 93 (1971) 397
F.Vogler, A.Hofmann, G.Philipp and K.Thomas,
Nucl.Inst.Meth. 101 (1972) 167
- 24) H.H.Cuno, G.Clausnitzer und U.Nagler, Nucl.Inst. and
Meth. 72 (1969) 201
- 25) P.Elzer, Diplomarbeit 1970
- 26) C.Zöllner, Diplomarbeit, Erlangen 1973
H.Weiss, Zulassungsarbeit, Erlangen 1974
- 27) M.Trautner, Jahresbericht des Physikalischen Instituts,
1974, S.356
- 28) G.C.Salzman, C.K.Mitchell and G.G.Olsen, Nucl. Inst. and
Meth. 109 (1973) 61
- 29) M.Trautner, Jahresbericht des Physikalischen Instituts,
1974, S.358
- 30) V.Cerbig, Diplomarbeit, Erlangen 1974
- 31) U.Scheib, Dissertation, Erlangen 1975
- 32) T.Tamura, Rev.Mod.Phys. 37 (1965) 679
- 33) N.Austern, Direkt Nuclear Reaction Theories (J.Wiley and
Sons, New York 1970)
- 34) M.Berg, Dissertation, Erlangen 1974
- 35) A.Hill, Computercode INCH, Oxford 1967
- 36) J.Paynal, G.W.Schweimer, Computercode LCIS, Karlsruher
Version, 1972
- 37) H.Sherif and J.S.Blair, Phys.Lett. 26 P (1968) 489
- 38) H.Sherif, Nucl.Phys. A 131 (1969) 532
- 39) G.E.Brown, Proc.Phys.Soc. (London) 70 A (1957) 361
- 40) J.Paynal, Computercode ECIS, CEN Saclay 1977
- 41) J.Raynal, in Proc. 4th Int Symp. on Polarization Pheno-
mena, Zürich 1977, ed.L.Grüebler
and V.König
- 42) D.J.Edens, Oxford, Internal Report
- 43) B.Buck, R.N.Madison and P.E.Hodgson, Phil.Mag. 5 (1960)
1181
- 44) B.Buck, A.P.Stamp and P.E.Hodgson, Phil.Mag. 8 (1963) 1805
- 45) B.Buck, Phys.Rev. 130 (1962) 712
- 46) A.J.Ferguson "Angular Correlation Methods in Gamma-Ray
Spectroscopy" (North Holland
Publishing Comp. Amsterdam 1965)
- 47) L.Liedenharn and M.Rose, Rev. of Mod.Phys. 25 (1953) 729
- 48) S.Devons and L.Coldfarb, Handbuch der Physik 42 (1957) 362
- 49) T.Rybicki, T.Tamura and C.P.Satchler, Nucl.Phys. A 140
(1970) 659

- 50) A.A.Debenham and G.R.Satchler, Particle Gamma Angular Correlations Following Nuclear Reactions Induced by Polarized Beam (1972)
- 51) H.J.Rose and D.M.Brink, Rev. of Mod.Phys. 39 (1967) 306
- 52) A.Bohr, Nucl. Phys. A 10 (1959) 486
- 53) M.H.Hippelein, R.Jahr, J.A.Pfleger, F.Rott and H.M.Vieth Nucl.Phys. A 142 (1970) 369
- 54) J.Eenmaa, Dissertation, Washington 1971
- 55) Polarization Phenomena in Nuclear Reactions (ed. H.H. Barschall und W.Haeberli, University of Wisconsin Press, Madison, Wisconsin 1971)
- 56) A.R.Edmonds, Drehimpulse in der Quantenmechanik, 1964
- 57) D.M.Brink, G.R.Satchler, Angular Momentum, Oxford 1962
- 58) D.Fick, Einführung in die Kernphysik mit polarisierten Teilchen, 1971
- 59) U.Scheib, Jahresbericht des Physikalischen Instituts 1974, S.367
- 60) Nucl.Dat. 16 (1975) 107
- 61) H.Rebel, G.W.Schweimer, G.Schatz and J.Speccht, R.Löhken, G.Hauser, D.Habs and H.Klewe-Nebenius, Nucl.Phys. A 182 (1972) 145
- 62) J.Raynal, The Structure of Nuclei (Int. Atomic Energie Agency, Vienna 1972)
- 63) W.Eyrich, A.Hofmann, H.Rost, U.Scheib, S.Schneider J.Stumm, F.Vogler, DPG (IV) 12 (1977) 910
- 64) M.Ahmed, J.Lowe, P.M.Rolph and O.Karban, Nucl.Phys. A 147 (1970) 273
- 65) U.Scheib, private Mitteilung
- 66) James, Roos, Computer-Programm-Library, CERN 1974
- 67) M.P.Fricke, R.M.Drisko, R.H.Bassel, E.E.Gross, B.J.Morton, and A.Zucker, Phys.Rev.Lett. 16 (1966) 746
- 68) H.Sherif and R. de Swiniarski, Phys.Lett. 28B (1968) 96
- 69) C.Glashausser, R. de Swiniarski, J.Thirion and A.D.Hill, Phys.Rev. 164 (1967) 1437
- 70) P.H.Stelson, W.T.Milner, J.L.C.Ford, Jr., F.K. McGowan and R.L.Robinson, Bull.Am.Phys. Soc. 10 (1965) 427
- 71) M.G.Mayer and J.H.D.Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure (John Wiley and Sons, Inc. New York, 1955)
- 72) A.S.Davydov and G.T.Filippov, Nucl.Phys. 8 (1958) 237

- 73) K.Matsuda, Y.Nagahara, Y.Oda, N.Yamamaro and S.Kobayash,
Nucl.Phys. 27 (1961) 1
- 74) A.G.Blair, C.Clashausser, P. de Swiniarski, J.Coudergues,
R.Lombard, B.Mayer, J.Thirion,
and P.Vaganov, Phys.Rev. C 1,
(1970) 444
- 75) W.Eyrich, Dissertation, Erlangen 1976
- 76) L.Bernus, Diplomarbeit, Frankfurt 1971
- 77) G.Gneuß, Dissertation, Frankfurt 1970
- 78) J.Sturm, Jahresbericht des Physikalischen Instituts,
1977
- 79) J.B.French, C.L.Halbert, J.B. McCrory and S.S.M.Wong,
Adv. in Nucl.Phys. 3 (1969) 193
- 80) W.Lamb and R.Petherford, Phys.Rev. 79 (1950) 549
- 81) H.Treiber, Dissertation, Erlangen 1969
- 82) W.Mohr, Diplomarbeit, Erlangen 1970
- 83) J.H.Feist, Diplomarbeit, Erlangen 1972
Dissertation, Erlangen 1975
- 84) H.Schultz, Diplomarbeit, Erlangen 1974
- 85) P.R.Christensen, I.Chernov, E.E.Gross, R.Stokstad and
F.Videbaek, Nucl.Phys 207
(1973) 433
- 86) F.Videbaek, I.Chernov, P.R.Christensen and E.E.Gross,
Phys.Rev.Lett. 28 (1972) 1072
- 87) Marmier, Kernphysik II, 1968
- 88) H.Clement and G.Craw, DPG-Verhandlungen VI (1977) D 7-6

Ich danke Herrn Professor Dr.A.Hofmann für die Anregung dieser Arbeit, sein reges Interesse an ihrem Fortgang und seiner ständigen Bereitschaft, alle anstehenden Fragen zu diskutieren.

Den Mitgliedern seiner Gruppe, insbesondere den Herren Dr.M. Berg, Dr.W.Eyrich, Dr.U.Scheib, Dipl.Phys.J.Stumm und Dr.F. Vogler sowie Herrn Priv.-Doz.Dr.H.Rebel vom Kernforschungszentrum Karlsruhe, danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit.

Den Mitgliedern der Erlanger Polarisationsgruppe der Abteilung IV gilt mein Dank für den Betrieb der Lamb-Shift-Quelle.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert.

Lebenslauf

Siegfried Schneider

geb. am 2. September 1949

in Bamberg

Eltern Werkmeister Leopold Schneider und
Ehefrau Lydia, geb. Lehr

Familienstand ledig

Schulen 1955-1959 Volksschule in Staffel-
stein

1959-1968 Meranier Gymnasium in
Lichtenfels

Juli 1968 Reifeprüfung

Studium 1968-1977 Studium der Physik an der
Universität Erlangen-
Nürnberg

Prüfungen April 1971 Vorexamen Mathematik-
Physik

Juli 1971 Diplom-Vorprüfung in
Physik

Februar 1974 Diplom-Hauptprüfung in
Physik

Stellungen 1.9.1974-31.12.1975
wissenschaftliche Hilfs-
kraft

seit 1.1.1976
wissenschaftlicher Mitar-
beiter am Physikalischen
Institut der Universität
Erlangen-Nürnberg

Erlangen, 19. September 1977

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen, Hauptstr. 109 (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990